

Koinzidente Messung
der Reaktion $^{16}\text{O} (\pi^{\pm}, \pi^{\pm'} p)$
bei 240 MeV

vorgelegt von
Rainer Stamminger
aus Vilseck

Duss Erlangen
1983

1983 № 302



**Koinzidente Messung
der Reaktion $^{16}\text{O} (\pi^\pm, \pi^\pm' p)$
bei 240 MeV**

**Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen - Nürnberg**

zur

Erlangung des Doktorgrades

**vorgelegt von
Rainer Stamminger
aus Vilseck**

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Juli 1983

Vorsitzender der Promotionskommission:

Professor Dr. K. Jacobs

Erstberichterstatter:

Priv. Doz. Dr. F. Vogler

Zweitberichterstatter:

Professor Dr. A. Hofmann

ZUSAMMENFASSUNG

In einer Koinzidenzmessung wurden die Reaktionen $O-16(\pi^+, \pi^+p)$ und $O-16(\pi^-, \pi^+p)$ bei einer Einschußenergie der Pionen von 240 MeV untersucht. Das gestreute Pion und das herausgeschlagene Proton wurden dabei über einen großen Winkel- und Energiebereich nachgewiesen und der Schalenzustand des wechselwirkenden Protons in $O-16$ vor der Reaktion bestimmt. Damit ist es möglich, die direkte quasi-freie Reaktion des Pions zu identifizieren und ihr Verhalten zu studieren. Die dazu notwendige experimentelle Anordnung, sowie die wichtigsten Punkte der Datenanalyse werden beschrieben und die Ergebnisse in Form von differentiellen Wirkungsquerschnitten vorgestellt und diskutiert.

Die Experimente wurden am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung durchgeführt und benutzten das SUSI-Spektrometer zum Nachweis der Pionen und großflächige Szintillatorteleskope zur Spektroskopie der herausgeschlagenen Protonen.

Ein Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte für π^+ mit theoretischen Rechnungen im DWIA- (Distorted Wave Impulse Approximation-) Formalismus zeigt für die quasi-freien Reaktionsanteile dasselbe qualitative Verhalten.

Für das Verhältnis von π^+ zu π^- -induzierter Reaktion ergeben sich große Unterschiede zur freien πp -Streuung. Sie werden qualitativ beschrieben durch Rechnungen im Δ -Loch-Formalismus unter Zuhilfenahme einer isospinabhängigen Δ -Kern-Wechselwirkung und erlauben somit eine erste Bestimmung der einzelnen Isospinkomponenten der Wechselwirkung.

INHALTSVERZEICHNIS

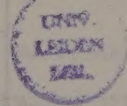
	Seite
1. Einleitung.....	1
2. Experiment.....	7
2.1 Aufbau.....	7
2.1.1 Strahlführung.....	7
2.1.2 SUSI-Spektrometer.....	9
2.1.3 Proton-Arm.....	12
2.1.4 Targets.....	16
2.2 Datenaufnahmeelektronik.....	17
2.2.1 Logische Signalverarbeitung.....	17
2.2.2 Analoge Signalverarbeitung.....	23
2.2.3 Drahtkammern.....	23
2.2.4 Datenaufnahmegemputer.....	24
2.3 Experimentdurchführung.....	26
2.3.1 Aufbau und Einstellung.....	26
2.3.2 Kalibrierung.....	27
2.3.3 Normierung.....	27
2.3.4 Messung koinzidenter Daten.....	27
3. Datenanalyse.....	30
3.1 Kinematische Größen.....	31
3.1.1 Pion.....	34
3.1.2 Proton.....	34
3.1.2.1 Energie.....	34
3.1.2.2 Teilchenidentifikation.....	35
3.1.3 Eliminierung der Streuung an Wasserstoff.....	39

3.2	Wirkungsquerschnitte.....	41
3.2.1	Definition der Wirkungsquerschnitte.....	41
3.2.2	Normierung.....	43
3.2.3	Berechnete Wirkungsquerschnitte.....	48
3.2.4	Fehlerdiskussion.....	50
4.	Theorie.....	58
4.1	DWIA-Formalismus.....	59
4.2	Δ -Kern-Wechselwirkung.....	62
5.	Ergebnisse und Diskussion.....	67
5.1	Die quasi-freie Reaktion.....	68
5.2	Vergleich mit inklusiver Messung.....	71
5.3	Winkelabhängigkeit der Protonen.....	80
5.4	Isospinverhältnisse.....	94
5.5	Energieintegrierte Wirkungsquerschnitte.....	102
5.6	Vergleich mit anderen Messungen.....	106
6.	Ausblick.....	108
Anhang A:	Berechnung der Protonenenergie.....	110
B:	Korrekturfaktoren der Wirkungsquerschnitte.....	117
C:	Korrektur der Spektrometerakzeptanz.....	124
D:	Protonenraumwinkelkorrektur.....	130
Referenzen.....		133

1. EINLEITUNG

Durch den Bau neuer und größerer Teilchenbeschleuniger im letzten Jahrzehnt sind der Kernphysik eine Reihe neuer Sonden (Pionen, Myonen, Kaonen, etc) zur Untersuchung des Aufbaus der Kernmaterie zur Verfügung gestellt worden. Während in den ersten Jahren diese Teilchenstrahlen vor allem genutzt wurden, um einen systematischen Überblick zu erhalten, sind die experimentellen Techniken und die zur Beschreibung herangezogene Theorie inzwischen so verfeinert, daß detailliertere Untersuchungen zur Gewinnung neuer Erkenntnisse durchgeführt werden können <Ing-82>.

Die hier gegebene Themenstellung ist eine dieser detaillierten Untersuchungen und versucht, durch eine vollständige Bestimmung aller experimentellen Größen der Reaktion $O-16(\pi^+, \pi^+p)N-15$ einen tieferen Einblick in die Pion-Nukleon-Wechselwirkung in Kernmaterie zu erhalten. Damit ist sie Teil und Fortführung einer Reihe von anderen Experimenten, die die Pionenwechselwirkung im Energiebereich von 100 - 300 MeV untersuchten, und u.a. Ergebnisse für den totalen, elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitt, für einfache und doppelte Ladungsaustauschreaktionen und für die Pionenabsorption lieferten <Ing-83, Ash-81>.



Die dominierende Rolle in der Pion-Nukleon-Wechselwirkung im Bereich mittlerer Energien (100-300 MeV) kommt der $\Delta(1232)$ -Resonanz zu (Fig. 1). Diese stärkste aller Meson-Nukleon-Resonanzen beherrscht auch die Pion-Kern-Wechselwirkung in

diesem Energiebereich <Mon-81>, allerdings nicht unbeeinflusst von den anderen Nukleonen im Kern. Somit ergibt sich die Möglichkeit durch Messung der Pion-Kern-Streuung das Verhalten einer starken Resonanz in Kernmaterie zu studieren. Am wichtigsten sind dabei die Reaktionskanäle, die etwa 60% des totalen Wirkungsquerschnitts ausmachen, und von ihnen vor allem die Pionabsorption und die inelastische Streuung ins Kontinuum als die beiden Hauptanteile.

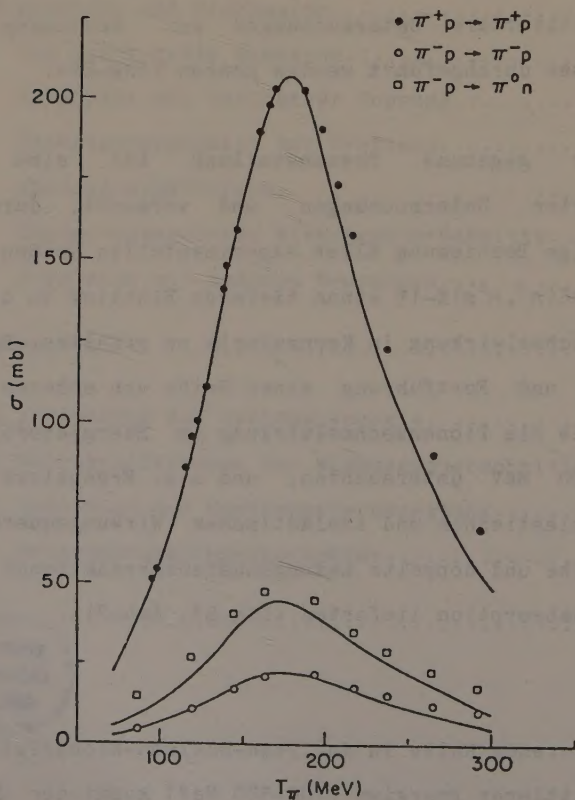


Fig. 1: Der πN -Wirkungsquerschnitt. Die durchgezogenen Linien zeigen den Anteil der resonanten $P(3,3)$ -Amplitude <Mon-81>.

Während die Pionabsorption experimentell nur schwer zugänglich ist, wurde die inelastische Streuung in der Reaktion $O-16(\pi^+, \pi^+')$ über einen großen Energie- und Winkelbereich schon untersucht <Ing-83>. Hierbei zeigte sich, daß der Großteil der inelastischen Pion-Kern-Streuung erklärt werden kann als eine quasi-freie Pion-Nukleon-Streuung, d.h. das Pion wechselwirkt ausschließlich mit einem Nukleon des Kerns und schlägt dieses Nukleon aus dem Kern heraus (deshalb auch "knock-out"-Reaktion genannt). Wegen des inklusiven Charakters der erwähnten Messung <Ing-83> konnte hierbei natürlich nicht unterschieden werden zwischen der reinen quasi-freien Reaktion und anderen Prozessen, wie etwa der Mehrfachstreuung des Pions im Kern oder aber der Verzerung der Pionenwellenfunktion vor oder nach der Reaktion durch andere Prozesse.

Da auch jedes theoretische Modell der Pion-Kern-Wechselwirkung zuerst versuchen muß die direkte Reaktion zu beschreiben, ist die Bestimmung der quasi-freien Reaktion eine wichtige Voraussetzung im Verständnis der Wechselwirkung. Erste Experimente hierzu lieferten, wegen fehlender Energieauflösung <Pia-82> oder der beschränkten kinematischen Bedingungen <Zio-81>, nur einen oberflächlichen Einblick.

Eine zuverlässige Bestimmung der quasi-freien Reaktion ist nur möglich, wenn über einen großen kinematischen Bereich neben dem gestreuten Pion auch das herausgeschlagene Proton nachgewiesen wird, und sich aus der Anregungsenergie des Restkerns der Schalenzustand des Protons vor der Reaktion bestimmen läßt.

Dies erfordert eine Koinzidenzmessung der $(\pi, \pi'p)$ -Reaktion mit genügender Energie- und Winkelauflösung für das ein- und auslaufende Pion und das herausgeschlagene Proton, da unter Annahme, daß keine anderen Wechselwirkungen stattgefunden haben, die Kinematik der quasi-freien Reaktion dann vollkommen bestimmt ist.

Die Wahl von O-16 als Targetkern bestimmte sich vor allem aus der relativ einfachen Struktur dieses Kerns, als auch des verbleibenden Restkerns, im Bild des Schalenmodells, so daß Kernstrukturunsicherheiten in der Interpretation der Ergebnisse minimal gehalten werden konnten.

Ähnliche Experimente wurden auch mit anderen Proben (Elektronen <Mou-79>, Protonen <Tyr-66>) durchgeführt und lieferten hier vor allem Informationen über die innere Struktur der Kerne. Diese können jetzt benutzt werden, um aus den Ergebnissen dieser Arbeit Aufschluß über noch weitgehend unbestimmte Größen in der Pion-Kern-Wechselwirkung, wie etwa Anfangs- und Endzustandswechselwirkungen oder off-shell Effekte, zu erhalten. Die dazu notwendigen umfangreichen theoretischen Berechnungen sind zur Zeit allerdings nur teilweise vorhanden.

Direktere Aussagen über die Pion-Kern-Wechselwirkung erlaubt ein Vergleich der π^+ - und π^- -induzierten Reaktion O-16($\pi, \pi'p$) mit der freien πp - und $\pi \bar{p}$ -Reaktion. Im Fall der πN -Streuung ergibt sich bei Resonanzenergien für π^+ ein um den Faktor 9 größerer Wirkungsquerschnitt als für π^- . Übertragen auf die Koinzidenzmessung bedeutet dies, daß man das Ver-

hältnis einer starken zu einer schwachen Resonanz in Kernmaterie untersucht, die sich ansonsten nur durch ihren Isospin unterscheiden. Unter identischen kinematischen Bedingungen und für einen $N=Z$ -Kern erlaubt ein Vergleich von Wirkungsquerschnittsverhältnissen für die quasi-freie Reaktion mit dem freien Verhältnis einen direkten Einblick in die Reaktion, auch ohne Zuhilfenahme theoretischer Rechnungen: Da sich die Modifikation der elementaren πp -Wechselwirkung in $O-16$ vor allem in der schwächeren πp -Reaktion auswirken wird, kann ein vom freien Verhältnis abweichendes Ergebnis Hinweis auf eine isospin-abhängige Modifikation der elementaren πN -Wechselwirkung in Kernmaterie sein.

In der vorliegenden Arbeit wird berichtet über die Messung der Reaktion $O-16(\pi, \pi'p)N-15$ mit positiv und negativ geladenen Pionen bei einer Einschußenergie von 240 MeV und Pionenstreuwinkeln zwischen 35° und 130° . Der Nachweis der Protonen erfolgte in einem großen Bereich um den Rückstoßwinkel der quasi-freien Streuung mit einer Energie- und Winkelauflösung ausreichend zur Identifikation des an der Reaktion beteiligten Schalenzustandes des Targetkerns. Dazu wird in Kapitel 2 über den Aufbau des Experiments und die Arbeitsweise der einzelnen Komponenten berichtet. Ausführlich werden dabei nur die Teile des Experiments beschrieben, die dafür neu aufgebaut und deshalb noch nicht an anderer Stelle <Alb-79, Alb-80, Zic-80, Ing-83> dargestellt wurden. Ähnliches gilt für die Datenanalyse in Kapitel 3 mit der Beschränkung auf eine eingehende Darstellung nur für den Protonennachweis. Breiteren Raum nimmt in diesem Kapitel

auch die Gewinnung der verschiedenen differentiellen Wirkungsquerschnitte und deren Normierung ein. Zwei theoretische Ansätze zur Beschreibung der Ergebnisse werden mit ihren wichtigsten Annahmen und Implikationen in Kapitel 4 referiert, bevor sich in Kapitel 5 eine ausführliche Darstellung und qualitative und quantitative Diskussion der erhaltenen Resultate anschließt. Ebenfalls in Kapitel 5 werden die vorgestellten Ergebnisse, soweit möglich, mit anderen Arbeiten verglichen. In Kapitel 6 schließlich wird ein Ausblick auf die Zukunft dieser Art von Experimenten versucht.

2. EXPERIMENT

2.1 Aufbau

Das Experiment wurde am $\pi M1$ -Kanal des Schweizerischen Instituts für Nuklearforschung (S.I.N.) durchgeführt. Der Ringbeschleuniger des S.I.N. liefert Protonen mit einer Energie von 590 MeV und einer Intensität von ca. 100 μA .

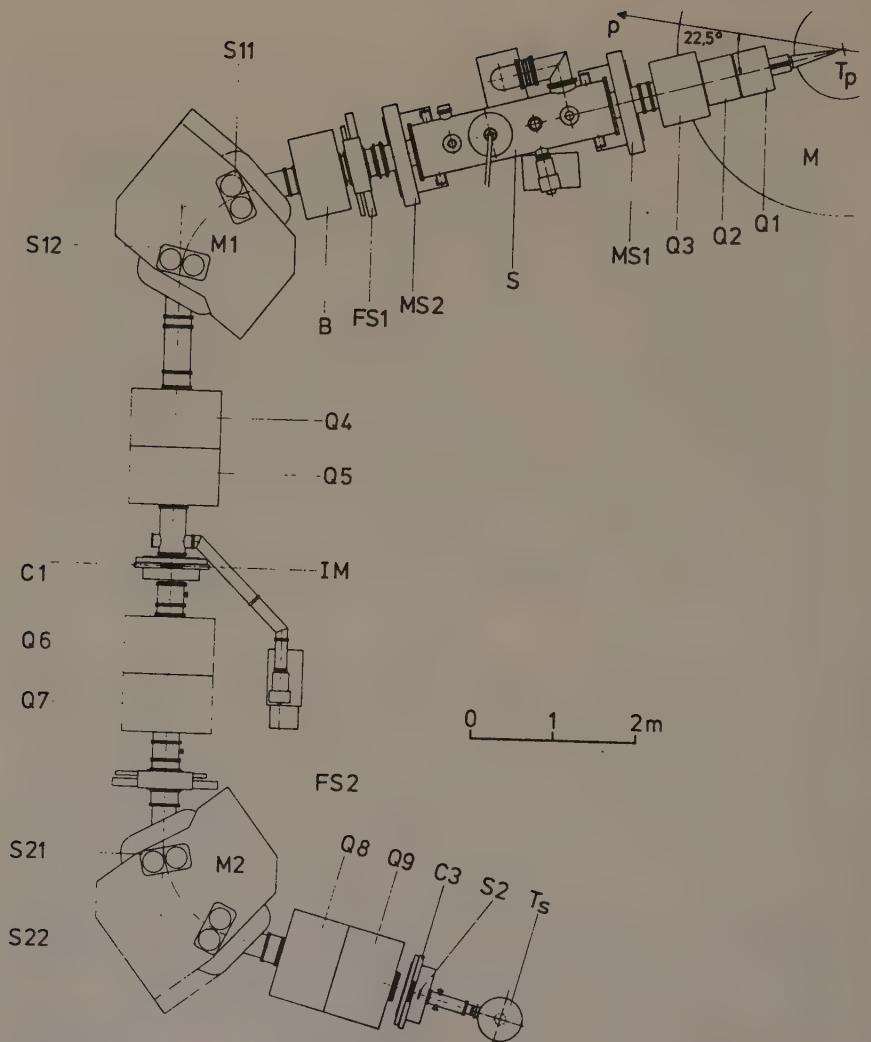
An einem Produktionstarget (meist 1 cm Be oder C) erzeugen die Protonen u.a. Pionen mit einer Energie bis zu 390 MeV. Der $\pi M1$ -Kanal blendet die unter 22.5° bezüglich des Protonenstrahls erzeugten Teilchen aus, analysiert die Impulse dieser Teilchen mittels zweier Dipole und liefert eine 1:1 Abbildung in der dispersiven Ebene vom Produktionstarget zum Meßtarget.

Die gestreuten Pionen werden mittels eines Spektrometers (SUSI = SIN Universal Spectrometer Installation) analysiert. Das SUSI-System ist drehbar um den Ort des Meßtargets und kann Winkelbereiche von -40° bis $+135^\circ$ bei guter Winkel- und Impulsauflösung abdecken. Für Koinzidenzexperimente kann zusätzlich mit derselben Drehachse ein weiteres Detektorsystem installiert werden, das, wie im vorliegenden Fall, zur Spektroskopie von Protonen verwendet wird.

Über das Strahlführungs- und SUSI-System ist an anderer Stelle ausführlich berichtet worden <Bal-78, Alb-79, Zic-80>, weshalb hier nur deren wichtigsten Eigenschaften besprochen werden sollen.

2.1.1 Strahlführung im $\pi M1$ -Kanal

Der schematische Aufbau des Strahlführungssystems im $\pi M1$ -Kanal ist in Fig. 2 dargestellt:



M	= Targetstation	MS1, MS2	= Separatormagnete
T_p	= Produktionstarget	B	= Strahlstopper
T_s	= Streutarget	S11, ..., S22	= Polspulen der Dipole
Q1, ..., Q9	= Quadrupollinsen	FS1, FS2	= Doppelspalte
M1, M2	= Dipole	IM	= Zwischenfokus
S	= Separator	C1, C3	= Detektoren
		S2	= Szintillator

Fig. 2: Der Grundriss des $\pi M1$ -Kanals <Zic-80>.

Ein elektrostatischer Separator trennt die von den Quadrupollinsen Q1, Q2 und Q3 nahe am Produktionstarget ausgeblendeten Teilchen nach ihrer Masse und reinigt so den Strahl vor seiner Impulsanalyse. Diese erfolgt in dem Dipolmagneten M1 und den Quadrupolen Q4 und Q5, die den Strahl nach seinem Impuls räumlich auffächern und auf die Stelle des Zwischenfokus IM fokussieren.

Die impulsmäßige Rekombination des Strahls erfolgt durch die Magnete Q6, Q7 und M2, die symmetrisch zum Zwischenfokus angeordnet sind. Zwei Quadrupollinsen Q8 und Q9 bündeln den Strahl zu einem kleinen Strahlfleck am Ort des Meßtargets.

Der Strahlimpuls bestimmt sich durch die Messung der Magnetfelder in den Dipolen M1 und M2 mittels NMR-Proben und durch die relative Bestimmung des Strahlortes am Zwischenfokus durch den hier angebrachten Detektor C1. Wird als Detektor C1 eine Drahtkammer mit 2 mm Drahtabstand verwendet, so beträgt die Impulsauflösung ($\Delta P/P_0$) ca. 0.03%. Kommt dagegen ein Hodoskop mit 16 Elementen zu je 18 mm Breite zum Einsatz, beträgt die Impulsauflösung ca. 0.25%.

Der Einfallswinkel des Strahls auf das Meßtarget wird durch die Drahtkammer C3 bestimmt. Ein kleinflächiger Szintillator S2 definiert räumlich den akzeptierten Teil des Strahls.

Die wichtigsten Eigenschaften des $\pi M1$ -Kanals sind in Tab.1 aufgelistet.

2.1.2 SUSI-System

Der Nachweis der gestreuten Pionen erfolgt mit dem SUSI-Spektrometer (Fig. 3), im wesentlichen bestehend aus zwei Quadrupolen, zwei magnetischen Dipolen und einer Reihe von Detektoren.

Tabelle 1: Die wichtigsten Eigenschaften des $\pi M1$ -Kanals und des SUSI-Spektrometers.

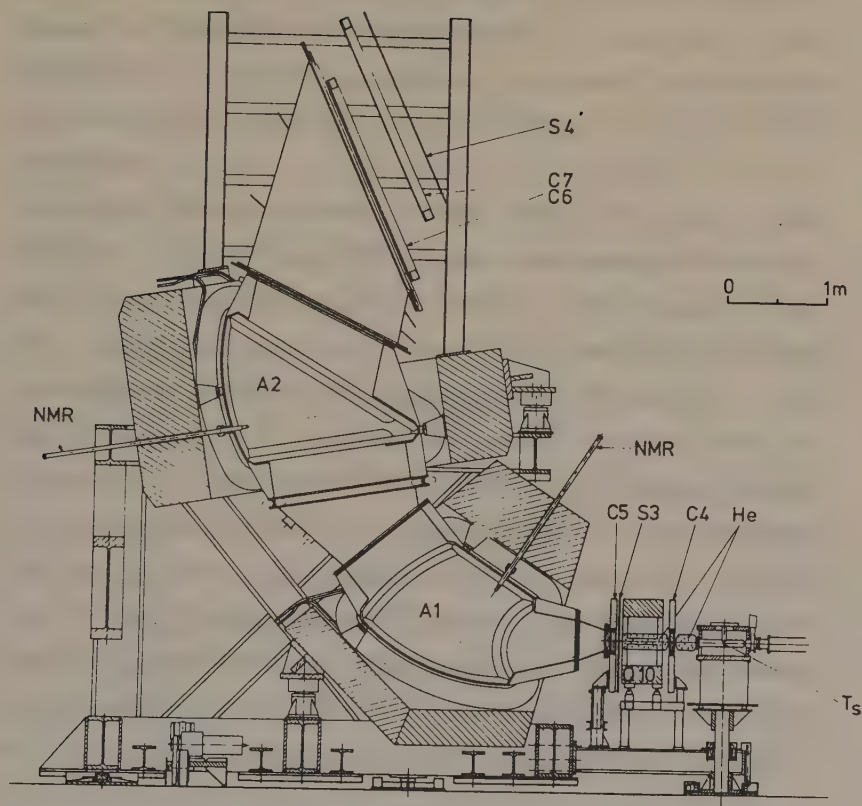
	$\pi M1$	SUSI	
Akzeptierter Raumwinkel	~ 5	~ 16	msr
Akzeptiertes Impulsband	± 2.0	± 17.5	% $\Delta p/p$
Maximaler Pionenimpuls	465	625	MeV/c
Ablenk- bzw. dispersive Ebene	horiz.	vertikal	
Dispersion in der Fokalebene	68.5	56	mm/%
Gesamtlänge des Systems	20.6	8.35	m
Impulsauflösung (FWHM)	0.25	0.12	% $\Delta p/p$
Winkelauflösung (FWHM)	-	~ 0.8	"

Direkt hinter dem Target beginnt das SUSI-System mit den beiden Quadrupollinsen Q10 und Q11, die die gestreuten Teilchen in die nachfolgenden beiden Dipole lenken. Hier werden die Teilchen um ca. 100° vertikal abgelenkt.

Die Bestimmung der Impulse der gemessenen Teilchen erfolgt über die Messung der Magnetfelder der Dipole (mittels NMR-Proben) und durch die Kenntnis der Bahnkoordinaten der Teilchen vor und nach dem Spektrometer. Dazu ist vor und nach den beiden Quadrupolen je eine Violdrahtkammer (C4 und C5) montiert. Zwei weitere Drahtkammern befinden sich hinter dem zweiten Dipol (C6 und C7).

Die beiden Szintillatoren S3 und S4 liefern die für die Elektronik benötigten Triggersignale.

Alle Komponenten des SUSI-Systems sind auf einen Rahmen montiert, der sich auf Luftkissen um den Ort des Meßtargets drehen läßt.



Q10	= Quadrupollinse	C4, ..., C7	= Detektoren
A1, A2	= Dipole	S3, S4	= Szintillatoren
T _s	= Streutarget	NMR	= NMR-Sonden

Fig. 3: Der Aufbau des SUSI-Spektrometers (Zic-80). Die Quadrupollinse Q10 wurde für dieses Experiment durch einen Doppelquadrupol (Q10 und Q11) ersetzt.

2.1.3 Der Protonennachweisdetektor

Als "zweiter Arm" zum SUSI-System wurde zur Spektroskopie der Protonen ein eigenes Detektorsystem entwickelt, das sich ebenfalls frei um den Ort des Meßtargets drehen läßt.

Die Natur eines Koinzidenzexperimentes, verbunden mit der relativ geringen Strahlintensität an Pionen am $\pi M1$ -Kanal, fordert die Verwendung mindestens eines großflächigen Detektors zur maximal möglichen Abdeckung des Phasenraumes bei einer definierten Detektorstellung. Da der Raumwinkel für die gestreuten Pionen durch die Akzeptanz des SUSI-Spektrometers begrenzt und relativ klein ist (~ 16 msr), kann nur der Protonendetektor durch eine großflächige Bauweise diese Forderung erfüllen. Als zweite Voraussetzung kommt noch hinzu, daß der Protonennachweis mit der erforderlichen Winkel- und Energieauflösung möglich sein muß. Die Trennung des ersten angeregten Zustandes in N-15 ($3/2^-$ bei 6.3 MeV) vom Grundzustand ($1/2^-$) erfordert eine Energieauflösung von einigen MeV. Da die Energieauflösung von Pionenkanal und SUSI-Spektrometer (bei Einsatz des Hodoskops) etwa 1 MeV (FWHM=volle Breite bei halber Höhe) beträgt, müssen die Protonen mit einer Auflösung von ca. 3 MeV (FWHM) zur Erreichung des gesteckten Zieles nachgewiesen werden.

Im einzelnen ist der Protonennachweisdetektor wie folgt aufgebaut:

Er besteht aus drei unabhängigen Teleskopen, welche ihrerseits jeweils aus einem dünnen dE-Plastiksziintillator, zwei "dicken" E-Sziintillatoren und einem Veto-Sziintillator bestehen und insgesamt einen Raumwinkel von ~ 640 msr abdecken.

Protonen mit einer Energie von 30 - 150 MeV werden im ersten, bis zu 210 MeV im zweiten E-Szintillator gestoppt und geben ihre Energie in Form von Licht ab. Die im dE-Zähler abgegebene Energie liefert die Triggersignale für die Elektronik (s.Kap. 2.2) und ermöglicht die Teilchenidentifikation mittels eines dE-E Vergleiches (s.Kap. 3.1.2.2). Nur Protonen mit einer Energie von < 30 MeV werden bereits im dE-Szintillator gestoppt und erreichen die E-Detektoren nicht mehr.

Die drei Teleskope sind nebeneinander auf einen Wagen montiert und auf das Meßtarget ausgerichtet. Zwischen dem Meßtarget und den Teleskopen befinden sich zur Bestimmung des Streuwinkels für ein Streuereignis noch zwei großflächige Violdrahtkammern (C8 und C9) (Fig. 4).

Jede Violdrahtkammer hat eine aktive Fläche von ca. 40cm x 40cm bei zwei parallelen Ebenen mit aufeinander senkrecht stehenden Drähten und einem Drahtabstand von 2 mm. Gefüllt sind die Kammern mit einem Gasgemisch aus Argon/Freon und Butanol. Die Auslese von registrierten Ereignissen erfolgt drahtweise mit einer schnellen digitalen Logik in Verbindung mit einem JCF20-Modul (Fa. Schlumberger) als Codierer.

Alle Szintillatoren bestehen aus dem szintillierenden Plastikmaterial NE-102, das zum schnellen Nachweis von Protonen gut geeignet ist. Die dE-Detektoren sind jeweils 0.5 cm dick, bei einer Länge von 47.5 cm und einer Breite von 13.5 cm. An den beiden Schmalseiten schließt sich je ein konisch geformter Lichtleiter an, der möglichst viel des erzeugten Lichtes aufsammelt und auf die Photokathode eines

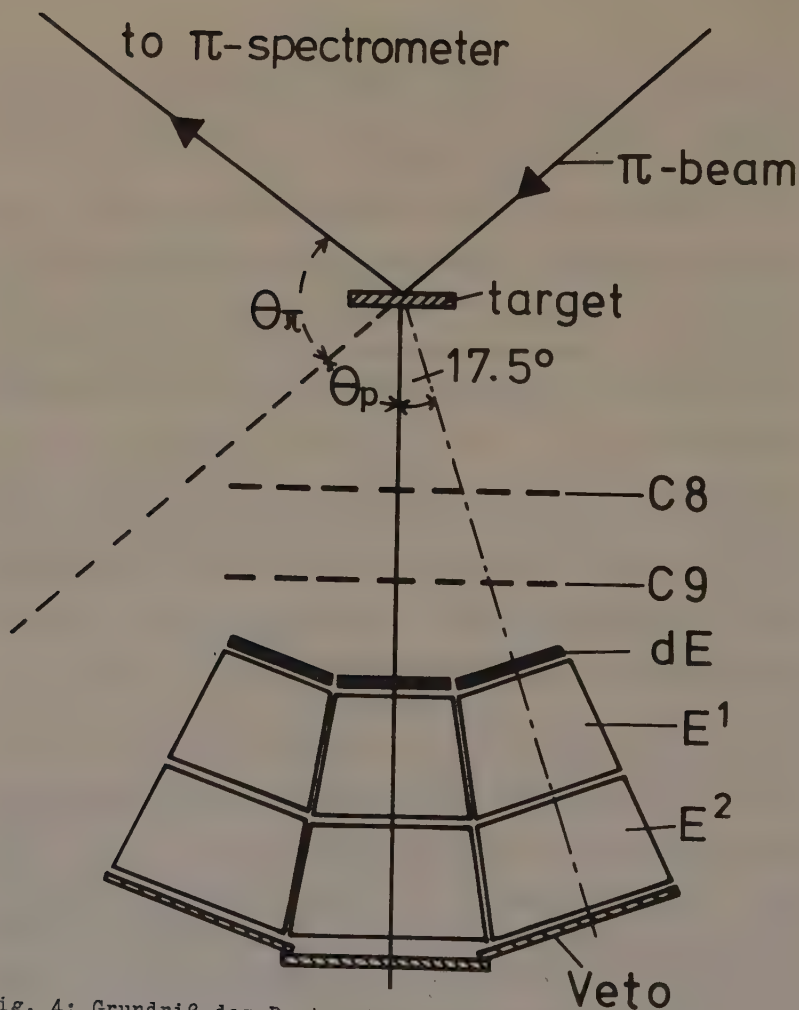


Fig. 4: Grundriß des Proton-Arms.

XP-2020 Photomultipliers leitet. Auf die Lichtleiter sind kleine Plastikstückchen aufgesetzt, in denen Licht emittierende Dioden (LED) untergebracht sind, die zur Erzeugung eines Signals stabiler Pulshöhe in den Photomultipliern dienen.

Der erste der beiden E-Szintillatoren hat an seiner, dem Meßtarget zugewandten Seite eine Breite von 16 cm, an der abgewandten Seite eine Breite von 20.5 cm, bei einer Dicke

von 15 cm und einer Höhe von 70 cm. Daran schließt sich der zweite E-Szintillator mit Breiten von 21 und 25.5 cm, einer Dicke von 15 cm und 85 cm Höhe an.

Bei einem Abstand des ersten E-Szintillators vom Meßtarget von 51 cm können mit dieser Anordnung Ereignisse aus einem Winkelbereich von 15° horizontal und 50° vertikal in einem Teleskop registriert werden.

An der oberen Begrenzungsfläche jedes E-Szintillators schließt sich ein Lichtleiter an, der das erzeugte Licht auf die Photokathode eines XP-2041 Photomultipliers leitet. Die untere Begrenzungsfläche ist durch einen Spiegel mit einem Loch von ca. 2 cm Durchmesser in der Mitte abgedeckt. An dieser Stelle erfolgt die Einspeisung des Referenzsignales für die E-Szintillatoren. Dieses wird von einem temperaturstabilisierten Arrangement von 40 LEDs erzeugt, die gleichzeitig angesteuert werden und deren gemeinsames Licht aufgeteilt und über sechs dünne Lichtleiter auf die durchlässige Stelle der Spiegel aller sechs E-Zähler geleitet wird. Ein einfaches Blendensystem an jedem der Lichtleiter erlaubt die individuelle Regelung der Lichtintensität für die einzelnen E-Zähler.

Mit diesem Aufbau der Referenzsignale ist es möglich, Verstärkungsschwankungen in den Photomultipliern festzustellen und in der Energiekalibrierung darauf zu korrigieren (s. Anhang A). Nur dadurch kann eine optimale Energieauflösung zur Identifikation der Anregungszustände des Restkerns erreicht werden.

Hinter dem zweiten E-Detektor schließt sich ein 1 cm dicker Plastiksintillator an, der mit seiner Fläche die Rückseite des zweiten E-Detektors überdeckt und die Aufgabe hat, Teil-

chen zu registrieren, die nicht in dem dE- oder den beiden E-Detektoren gestoppt worden sind (z.B. Pionen).

Alle Szintillatoren sind sorgfältig poliert, in reflektierendes aluminisiertes Mylar eingepackt und mit schwarzem Papier an den sensitiven Flächen umwickelt worden. Die restlichen Flächen wurden mit lichtundurchlässigen schwarzen Klebebändern abgedichtet.

2.1.4 Targets

Die Targets waren in Leichtmetallrahmen verschiedener Dicke gefaßt, die auf beiden Seiten mit 0.035 mm dünner Mylarfolie beklebt und mit destilliertem Wasser gefüllt waren. Für das Wasser blieb eine rechtwinkelige Fläche von 200 x 70 mm. Die nominelle Dicke der Targets bestimmte sich aus der Dicke der Rahmen und durch mikrometrische Messung der Ausbeulung der Folien durch das Gewicht des Wassers. Zur Verfügung standen Targets von 3.5, 5.5, 8.5 und 16.5 mm effektiver Dicke.

2.2 Datenaufnahmeelektronik

Die Aufgabe der Datenaufnahmeelektronik ist, zu allererst festzustellen, ob gleichzeitig mit einem einlaufenden Teilchen (BEAM) ein Ereignis im SUSI-Spektrometer (EVENT) und in einem der Protonenteleskope (dE*BEAM) registriert worden ist. Da der Pulsabstand des Primärstrahles nur 20 ns beträgt, muß diese Gleichzeitigkeit mit einer Zeitauflösung < 20 ns festgestellt werden. Dies wird erreicht durch eine schnelle "hard-ware" mäßige Verarbeitung von NIM-Signalen, die aus den schnellen Signalen der Detektoren in Strahl, SUSI-Spektrometer und Proton-Arm gewonnen werden.

Ist die Koinzidenzbedingung erfüllt, so müssen für dieses Ereignis alle analogen Signale (Impulshöhen, Flugzeiten) der Detektoren registriert werden und die Informationen der verschiedenen Drahtkammern ausgelesen werden.

Schließlich muß die gesammelte Information für dieses Ereignis vom Datenaufnahmecomputer gelesen und auf Magnetband gespeichert werden.

Auch die Einspeisung von Referenzsignalen (LED) in die Szintillatoren des Proton-Arms und die Auslösung von Testereignissen (SAMPLE) bewirken die Aufnahme der gesamten Information auf Magnetband.

2.2.1 Logische Signalverarbeitung

Die wichtigsten Elemente der schnellen logischen Signalverarbeitung für ein Teleskop sind als vereinfachtes Blockschaltbild in Fig. 5 dargestellt und werden im folgenden kurz beschrieben.

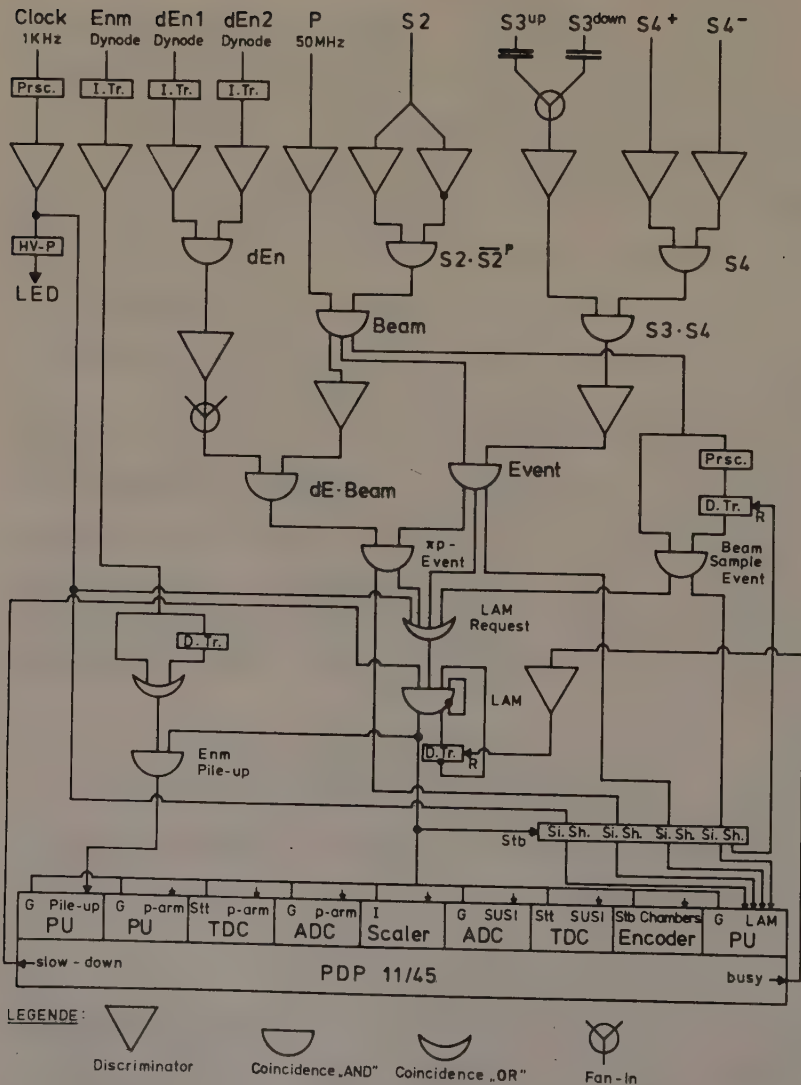


Fig. 5: Vereinfachtes Blockschaltbild der logischen Signalverarbeitung (insbesondere Verzögerungsglieder sind nicht eingezeichnet). Erklärung der Abkürzungen im Text.

- Strahlereignis (BEAM)

Der 20 cm vor dem Target aufgebaute dünne (0.5 mm) Szintillator (S2) definiert, bei einer aktiven Fläche von 3.5×7.5 mm, die akzeptierten Strahlereignisse. Dazu bietet er noch die Möglichkeit zur Diskriminierung der sich noch im Strahl befindenden Protonen von den Pionen. Dies geschieht zum einen durch die verschiedenen Impulshöhen der Signale von Protonen und Pionen, die dazu genutzt werden, in einem Diskriminator mit hoher Schwelle ein Signal für die Abwesenheit eines Protons zu erzeugen ($\overline{S2p}$); dieses Signal liefert in Koinzidenz mit einem S2-Signal bei niedriger Schwelle die gewünschte Identifizierung. Die Koinzidenz dieses $S2 \cdot \overline{S2p}$ -Signals mit einem aus der Hochfrequenz des Ringbeschleunigers (P) erhaltenen Signals, bietet eine zusätzliche Möglichkeit zur Abtrennung der Protonen: wegen der unterschiedlichen Flugzeit von Pionen und Protonen wird die Koinzidenzzeit so kurz eingestellt (~ 3 ns) daß nur Pionen diese Koinzidenzbedingung (BEAM) erfüllen können. Da das Ausgangssignal dieser Überlappkoinzidenz zeitlich von der Hochfrequenz (P) bestimmt wird, erhält man eine von unterschiedlichen Anstiegszeiten der Signale in den Detektoren unabhängige Zeitfestlegung, die auch alle weiteren Koinzidenzen zeitlich definiert.

- Pion-Streuereignis (EVENT)

Die Signale der je zwei Photomultiplier an den Szintillatoren S3, bzw. S4 werden zuerst zusammengeführt und bestimmen dann in der Koinzidenz $S3 \cdot S4$ ein Ereignis im SUSI-Spektrometer. Die Koinzidenz mit einem BEAM-Ereignis bestimmt ein Pion-Streuereignis (EVENT).

- Proton-Arm-Ereignis

Aus den Signalen der beiden Photomultiplier eines dE-Szintillators wird ein gemeinsames Triggersignal geformt (dE_n), das in Koinzidenz mit BEAM ein Ereignis im Proton-Arm definiert ($dE \cdot BEAM$).

- Koinzidenzereignis (π, p -EVENT)

Das gleichzeitige Auftreten eines Streuereignisses im Spektrometer (EVENT) und eines Proton-Arm-Ereignisses ($dE \cdot BEAM$) definiert das π, p -EVENT.

- Test-Ereignisse (Beam-Sample-Event)

Ein Zähler (Prsc.) zählt die Anzahl der aufgetretenen BEAM-Ereignisse und liefert nach einer einstellbaren Anzahl von Ereignissen ein "over flow"-Signal, welches einen Signalgenerator (D.Tr.) startet, dessen Signal mit einem BEAM-Ereignis in Koinzidenz den Beam-Sample-Trigger auslöst.

- LED-Ereignis

Die Referenzsignale (LED) werden im Takt von einer Sekunde über eine "Uhr" gesteuert, die gleichzeitig ein Signal an einen Spannungspulser (HV.P.), der die Spannung für das Aufleuchten der LEDs erzeugt, und ein Triggersignal für ein LED-Ereignis liefert.

- Look-At-Me (LAM)

Alle Ereignistrigger werden in einer Oder-Stufe (LAM-Request) zusammengeführt, deren Ausgangssignal in einer weiteren Koinzidenzstufe das LAM erzeugt. Diese Koinzidenz ist gesperrt, falls der Datenaufnahmekomputer noch mit der

Verarbeitung eines vorhergehenden Ereignisses beschäftigt ist ("busy") oder aber durch eine einstellbare Zeitverzögerung ("slow down") die Verarbeitungszeit des Computers künstlich verlängert wird. Durch ein "Selbst-Veto" werden in dieser Koinzidenz all die Ereignisse unterdrückt, die eintreten, bevor der Computer die Stufe gesperrt hat.

Das IAM signalisiert dem Computer, daß ein Ereignis zum Auslesen anstehen wird und definiert gleichzeitig, von welchem Triggersignal es ausgelöst wurde (Si.Sh.). Zugleich dient es als "Gate" (G), "Strobe" (Stb), "Start" (Stt) und "Inhibit" (I) für die verschiedenen CAMAC-Module wie PU (Register), ADC (Analog-to-Digital Converter), TDC (Time-to-Digital Converter) und Zähler (Scaler), die die Zwischenglieder zwischen der hard-ware mäßigen Signalverarbeitung und dem Datenaufnahmecomputer bilden. Das Auslesen der Drahtkammerinformation wird ebenfalls mit dem IAM-Signal gestartet. Dies geschieht für die Kammern C1, C3 und C33, soweit verwendet, über das Auslesesystem DROL <Pog-75>, für C4 und C5 mit TDC's und für C6 und C7, bzw. C8 und C9 mit den CAMAC-Modulen JC11 und JC20 (Fa. Schlumberger).

- Pile-up

Eine hohe Zählrate in den E-Szintillatoren kann dazu führen, daß zwei Signale kurz hintereinander ausgelöst werden und sich ihre Amplituden deshalb überlappen. Um diese Ereignisse für die spätere Auswertung zu kennzeichnen, wird über eine 'pile-up'-Logik in einem Register (P.U.) ein Bit gesetzt, wenn kurz vor oder nach dem interessierenden Ereignis der betreffende E-Szintillator ein weiteres Signal erzeugt hat.

Dies wird festgestellt, indem vom Dynodenausgang des Photomultipliers jedes E-Szintillators zwei NIM-Signale erzeugt werden, wovon eines über einen "Delayed-Trigger" verzögert und verlängert wird. Beide Signale werden in einer Oder-Stufe wieder zusammengeführt und gelangen dann zusammen mit dem LAM in eine Koinzidenz. Für ein einzelnes Ereignis ohne pile-up ergibt sich dann in der Koinzidenz eine Zeitbedingung, wie sie in Fig. 6 dargestellt ist. Bei Ereignissen in den E-Szintillatoren vor bzw. nach dem interessierenden, verschiebt sich der pile-up Trigger nach links bzw. rechts und löst damit die Koinzidenz aus. Die Längen der Signale und ihr Abstand bestimmt sich aus den Anstiegs- und Abfallszeiten der E-Signale und aus der Öffnungszeit des ADC für die analogen Signale.

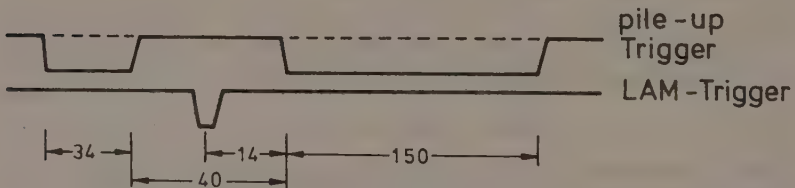


Fig. 6: Zeitimpulsdiagramm der "pile-up"-Logik wenn keine "pile-up"-Bedingung vorliegt (angegebene Zeiten sind in ns).
 Oben: Verdoppeltes Signal aus dem E-Szintillator
 Unten: LAM-Signal

- Zufällige Koinzidenzen

Alle wichtigen Koinzidenzschaltungen werden identisch nachgebildet, allerdings mit einem der Eingangssignale verzögert um ein Vielfaches der Mikrostruktur des Strahls. Ein Vergleich der Zahl dieser Koinzidenzen zu den richtig

eingestellten gibt Aufschluß über die zufällige Erfüllung von Koinzidenzbedingungen.

2.2.2 Analoge Signalverarbeitung

Registriert die schnelle logische Signalverarbeitung die Erfüllung einer Koinzidenzbedingung (κ ,p-Event), so müssen für dieses Ereignis alle analogen Signale der Zähler und Drahtkammern ebenfalls registriert werden.

Die in den Photomultipliern der Plastikszintillatoren gemessenen Impulshöhenverteilungen werden meist direkt, manchmal auch verstärkt oder invertiert, von den Anoden- oder Dynodenausgängen der Photomultiplier in 12-fach ADC-CAMAC-Einschübe geleitet, von wo aus sie digitalisiert vom Aufnahmecomputer gelesen werden können.

Für eine Reihe von Szintillatoren (S2, S3, S4 und dE) wird ebenfalls die Zeitbeziehung zwischen dem Signal im Detektor und dem LAM-Trigger als Referenzsignal durch 8-fach CAMAC-TDC's gemessen.

2.2.3 Drahtkammern

Bei jedem Ereignis müssen ebenfalls die Informationen der Drahtkammern dazu ausgelesen werden. Für verschiedene Drahtkammern existieren hierzu sehr unterschiedliche Methoden, die an anderer Stelle ausführlich besprochen wurden (Zic-80, Alb-79). Ihnen allen gemeinsam (außer 'delay-line'-Kammern) ist ein STROBE-Signal, das aus dem LAM erzeugt wird und zur Steuerung der Auslese für die einzelnen Drähte dient. Das decodierte Auslesesignal gelangt über verschiedene CAMAC-Module in den Zugriffsbereich des Datenaufnahmecomputers.

'Delay-line'-Kammern bestimmen die Position eines Ereignisses aus der Zeitdifferenz zweier Signale, die vom selben Primärimpuls ausgehen, aber über zwei verschieden lange Wege in einen TDC gelangen <Zic-80>.

2.2.4 Datenaufnahmecomputer

Die Datenaufnahme erfolgte mit einer Rechenanlage vom Typ PDP 11/45.

Zwischen den CAMAC-Modulen, in denen die Meßwerte digitalisiert werden, und dem Rechner übermittelt ein CAMAC-Unibus die digitalen Signale in beide Richtungen. So produziert der Rechner Signale, die das Initialisieren oder Auslesen der CAMAC-Module steuern. Die ausgelesenen Signale gelangen über den Unibus in die zentrale Prozessor-Einheit (CPU) des Rechners und werden dort in einem Datenbuffer (mit 100 Worten Länge pro Ereignis) gespeichert.

Auf diesen Datenbuffer haben verschiedene Rechenprogramme Zugriff, die für eine Sicherung und vorläufige Auswertung der Daten sorgen, oder aber zur Experimentüberwachung dienen.

Zuerst werden die Daten des Buffers auf Magnetband abgespeichert und damit der Weg für das Einlesen der Daten eines neuen Ereignisses freigemacht. Falls kein neues Ereignis ansteht, berechnet eine Routine aus den 'Rohdaten' physikalische Größen. So wird z.B. aus der kodierten Drahtkammerninformation eine Ortsinformation und daraus eventuell Energie oder Winkel berechnet. Eine andere Routine erlaubt die 1- oder 2-dimensionale graphische Darstellung der Häufigkeitsverteilungen von Meßwerten. Damit können während des

Experiments einerseits kritische Größen visuell überwacht, zum anderen aber auch erste Ergebnisse gewonnen werden. Zur Überwachung der Experimentes dienen schließlich noch weitere Routinen, die die Drahtkammern auf "gute" Ereignisse testen und die Stabilität der LED-Impuls am Proton-Arm überwachen. Neben den physikalischen Ereignissen werden in regelmäßigen Abständen (5 Min) der aktuelle Zählerstand der CAMAC-Zähler und die Einstellung der Strahlführungsmagnete ausgelesen und ebenfalls auf Magnetband abgespeichert.

2.3 Durchführung des Experiments

Das Experiment wurde in 3 Strahlperioden von je 4-6 wöchiger Dauer am $\pi M1$ -Kanal des SIN durchgeführt. Vorausgegangen waren noch mehrere Strahlperioden, in denen der Proton-Arm getestet und eine Reihe von Verbesserungen zur schnelleren Durchführung des Experiments eingeführt wurden.

2.3.1 Aufbau und Einstellung

Zu Beginn einer jeden Strahlperiode mußten Teile des Experimentes aufgebaut, die elektronischen Elemente eingestellt und getestet werden. Zum Aufbau gehörte u.a. die Montage des Proton-Arms um den Drehpunkt des Spektrometers, sowie der Einbau einer zweiten Quadrupollinse vor dem Spektrometer. Des weiteren wurden ca. 30 cm vor dem Target eine 20 cm dicke Bleiwand aufgebaut, die den Protonendetektor auf einer Fläche von ca. 1×1.5 m vor Untergrundstrahlung (vor allem Myonen) aus dem einfallenden Strahl schützte. Ein ca. 10×12 cm großes Loch in dieser Bleiwand ließ den Strahl jedoch ungehindert durch.

Sodann wurden alle elektronischen Bausteine auf ihr einwandfreies Funktionieren hin getestet und entsprechend den Erfordernissen eingestellt. Bei der schnellen logischen Signalverarbeitung mußte vor allem darauf geachtet werden, daß auch bei verschiedenen Energien der Teilchen im Ausgangskanal (z.B. Protonen zwischen 20 und 200 MeV) die Elektronik eine sichere Identifizierung von koinzidenten Ereignissen gewährleistete.

2.3.2 Kalibrierung

Eine Kalibrierung der Drahtkammerpositionen erfolgte, indem das SUSI-Spektrometer und der Proton-Arm nacheinander unter 0° relativ zur Strahlachse gestellt und der Durchgang des direkten Strahls (ohne Target) gemessen wurde.

2.3.3 Normierung

Zur relativen Bestimmung der Dicke der verwendeten Targets wurden die elastische Pionenstreuung an Wasserstoff und Sauerstoff unter 30° Streuwinkel für alle verwendeten Targets gemessen. Dadurch konnten alle Targets in ihrer Dicke aufeinander normiert und in Verbindung mit einer mikrometrischen Messung der Targetdicken der akzeptierte Raumwinkel des Spektrometers bestimmt werden.

Während aller Koinzidenzmessungen wurde außerdem bei jeder Änderung des Targets oder des Targetwinkels erneut eine Messung der elastischen Pionenstreuung an Wasserstoff unter dem jeweiligen Spektrometerwinkel durchgeführt.

2.3.4 Messung koinzidenter Daten

- Der einfallende Pionenstrahl hatte eine Intensität von 5-8 $\cdot 10^6$ / sec für π^+ und von ca. $3 \cdot 10^6$ / sec für π^- und wurde auf das Zentrum der transversalen Akzeptanz des SUSI-Spektrometers justiert.

- Aus früheren Messungen <Ing-83> ist bekannt, daß sich der Energiebereich der gestreuten Pionen an Sauerstoff praktisch von der Energie der elastisch gestreuten Pionen (abzüglich $\sim 20\text{MeV}$) bis zur minimal im Spektrometer nachweisbaren Pionenenergie (ca. 30 MeV) und darunter erstreckt. Wegen der beschränkten Impulsakzeptanz im SUSI-Spektrometer ($\sim 35\%$

$\Delta p/p$) mußten daher Messungen für verschiedene Erregungen der Spektrometermagnete durchgeführt werden. In praxi wurde der gesamte interessierende Energiebereich in Schritten mit einem Impulsabstand von 10% $\Delta p/p$ vermessen, wobei in der ersten Hälfte der Messung jeweils ein Schritt ausgelassen wurde. Dadurch überlappten sich zwei 'benachbarte' Messungen in dem akzeptierten Pionenenergiebereich und boten damit eine zusätzliche Möglichkeit zur Kontrolle.

Bei dem stark reduzierten Wirkungsquerschnitt für negative Pionen und für Messungen mit dem Proton-Arm außerhalb des Bereichs der freien πp -Streuung wurde der Spektrometerbereich um jeweils 20% $\Delta p/p$ geändert.

- Wenn es sich bei dem zu beobachtenden Prozeß um quasi-freie Streuung handelt, erwartet man im Prinzip eine Winkelverteilung der herausgeschlagenen Protonen, die ihr Maximum in der Nähe der elastischen πp -Streuung hat, allerdings leicht verschoben (wegen des Q-Werts) und verbreitert (Impuls des Protons im Kern). Als zentrale Stellung des Proton-Arms wurde deshalb jeweils ein Winkel in der Nähe des freien Protonenrückstoßwinkels gewählt und damit die Protonen in einem Winkelbereich von $\pm 25^\circ$ (~ 640 msr) horizontal und vertikal im Maximum ihrer Winkelverteilung nachgewiesen. Da sich die Winkelverteilung allerdings noch über diesen Bereich hinauserstreckt, wurden für π^+ auch Messungen durchgeführt, bei denen der Proton-Arm um $\pm 35^\circ$ horizontal von der zentralen Winkelstellung verschoben aufgebaut wurde (= "Flügel"-Messungen). Der gesamte vermessene Bereich für die Protonen erstreckte sich damit über 120° horizontal und 50° vertikal.

- In den Fällen, in denen der Proton-Arm in den Bereich des

direkten ungestreuten Strahls kam, hätte die begrenzte Stabilität der großen E-Zähler bei hoher Zählrate (Maximum ca. 1 MHz) eigentlich zu einer drastischen Reduktion des einfallenden Pionenstromes gezwungen. Durch den Einbau eines Wolfram-Absorbers in Form eines abgeschnittenen Kegels direkt vor der Drahtkammer C8 konnten ca. 80% des ungestreuten Strahls gestoppt und damit bei vertretbarer Strahlintensität mit dem Proton-Arm im Bereich des Pionenstrahls gemessen werden. Unter konstanten Bedingungen zeigten die Photomultiplier über einige Tage maximale Schwankungen von ca. 3%, jedoch änderte sich die Verstärkung bei hohen Untergrundzählraten (~ 1 MHz) um bis zu 20%.

- Welches Target unter welchem Winkel zum Einsatz kam wurde bestimmt aus Energieverlustrechnungen für alle 3 an der Reaktion beteiligten Teilchen (ein- und auslaufendes Pion, herausgeschlagenes Proton). Kriterium war die Energieverschmierung, die durch den Ort der Reaktion im Target verursacht wird und die deutlich unter dem Energieauflösungsvermögen der Protonenteleskope (ca. 3 MeV bei 100 MeV Protonenenergie) liegen sollte. Für fast alle gemessenen Winkelstellungen und Magnetfelder konnten Kombinationen aus Targetdicke und -winkel gefunden werden, die dieser Bedingung genügten.

3. DATENANALYSE

Die Analyse der gemessenen und auf Magnetband abgespeicherten Daten erfolgte mittels Computerprogrammen auf CDC-Rechnern des Rechenzentrums der ETH in Zürich und teilweise auf einem Prozeßrechner R-30 (SIEMENS) des Physikalischen Instituts in Erlangen. Die Programme dazu waren teilweise von der Analyse früherer Experimente am SUSI-Spektrometer schon vorhanden <Zic-80, Ing-83>, mußten jedoch noch stark ausgebaut werden, um den zweiten Detektorarm (Proton-Arm) und die Berechnung koinzidenter Größen (volle 3-Teilchen-Kinematik; LED-Korrektur) mit einzubringen.

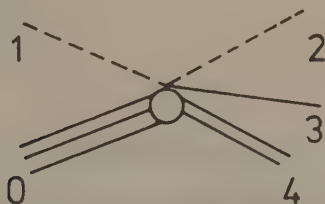
Die Datenanalyse selbst wurde aus technischen Gründen in mehreren Schritten durchgeführt:

In einem ersten Schritt wurden die den Pionenkanal und das SUSI-Spektrometer bestimmenden Größen errechnet, sowie die ADC-Werte der Protonenzähler entsprechend dem LED-Referenzsignal korrigiert. Aus einer Bestimmung des Protonenstreuwinkels und aus der Energie der Pionen konnte eine Bedingung aufgestellt werden, die es ermöglichte, die Ereignisse der Pionenstreuung an Wasserstoff von der an Sauerstoff zuverlässig zu trennen und damit den Umfang der Daten drastisch zu reduzieren. Danach konnten die in dem Proton-Arm gemessenen Größen berechnet und damit über alle kinematischen Größen der Reaktion Aussagen getroffen werden. Wirkungsquerschnitte wurden berechnet aus Impulsverlustverteilungen, in die die Ereignisse entsprechend einsortiert wurden. Ein dritter Schritt diente zur Darstellung der Daten nach verschiedenen Kriterien und zur weiteren Verarbeitung

(z.B. Fit) der erhaltenen Spektren.

3.1 Kinematische Größen

Die untersuchte Reaktion läßt sich vereinfacht wie folgt darstellen:



Der Anfangszustand ist dabei gegeben durch ein einlaufendes Pion (Teilchen 1) mit Viererimpuls P_1 ($E_1 = T_1 + M_1, p_1$) und dem Targetkern (0) mit Impuls P_0 . Der Endzustand ist dann gegeben durch ein gestreutes Pion (2), das herausgeschlagene Proton (3) und den Restkern (4).

Aus Energie- und Impulserhaltung folgt (im Laborsystem):

$$P_0 + P_1 = P_2 + P_3 + P_4$$

Zusammen mit der Beziehung für Vierervektoren:

$$P^2 = M^2 = E^2 - p^2 = (T+M)^2 - p^2$$

ergibt sich damit die Masse des Restkern zu

$$M_4^2 = P_4^2 = (P_0 + P_1 - P_2 - P_3)^2$$

Setzt man ein

$$P_0 = (M_0, 0)$$

$$P_1 = (E_1 = T_1 + M_1, p_1)$$

$$P_2 = (E_2 = T_2 + M_2, p_2)$$

$$p_3 = (E_3 = T_3 + M_3, p_3)$$

mit $M_1 = M_2 =$ Pionenmasse, $M_3 =$ Protonenmasse, $M_0 =$ Masse des Targets und $T_i =$ kinetische Energie und $p_i =$ Vektorimpuls des Teilchens i , so erhält man:

$$M_4^2 = M_0^2 + M_3^2 + 2(p_1 \cdot p_2 + p_1 \cdot p_3 - p_2 \cdot p_3) + 2((T_3 + M_3)(T_2 - T_1 - M_0) + M_0(T_1 - T_2) - M_1(T_1 + T_2) - T_1 \cdot T_2).$$

Die Größe

$$X = M_0 - M_3 - M_4$$

entspricht dann der Anregungsenergie des Restkerns, verschoben um den Q -Wert der Reaktion, und wird im folgenden als Missing-Mass bezeichnet.

Die Bestimmung der Missing-Mass erfordert dementsprechend neben der Kenntnis der beteiligten Massen die Messung von Energie und Impuls (d.h. Winkel) des einlaufenden und gestreuten Pions und des herausgeschlagenen Protons. Bei entsprechender Genauigkeit läßt sich damit aus dem Missing-Mass-Spektrum die energetische Lage und, im Bild eines Einzelteilchen-Schalenmodells, der Zustand ablesen, den das herausgeschlagene Proton im Targetkern vor der Reaktion innehatte. Fig. 7 zeigt ein Beispiel eines Missing-Mass-Spektrums nach Anpassung der Protonenenergieparameter (s. Anhang A).

Die Identifizierung der zwei dominanten Zustände erfolgt u.a. durch Vergleich mit Spektren eines $(e, e'p)$ -Experimentes an $O-16$ (<Mou-79> und Fig. 12), die zeigen, daß in $^{15}_gN$ ($1/2^-$) praktisch die gesamte Stärke der Reaktion an der $p(1/2^-)$ -Schale konzentriert ist, während der Zustand bei ca. 19 MeV Missing-Mass einen großen Teil der $p(3/2^-)$ -Stärke (vor allem aus Zuständen bei 6.3 und 10.8 MeV Anregungsenergie in

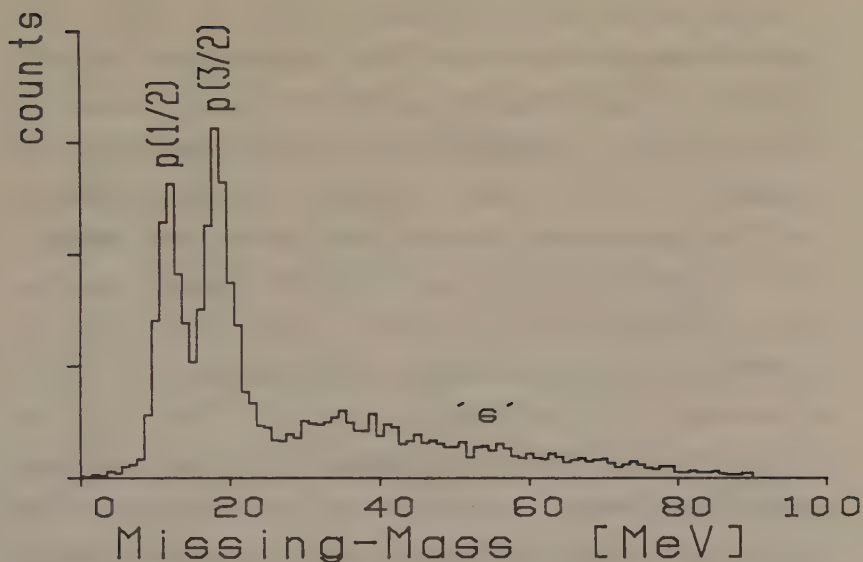


Fig. 7: Beispiel eines Missing-Mass-Spektrums. Aufgetragen ist die Zählrate (counts) gegen die Missing-Mass (in MeV).

N-15) in sich vereinigt. Der höherenergetische Teil des Spektrums (Fig. 7) ist sicher nur zum Teil auf Reaktionen an der s-Schale in O-16 zurückzuführen und wird im folgenden als "s"-Bereich bezeichnet.

Ist der Zustand des Restkerns durch die Messung bekannt, so läßt sich durch Anwendung der obigen kinematischen Beziehungen, unter Annahme einer direkten Einteilchenwechselwirkung, auch der Impuls des herausgeschlagenen Protons im Kern berechnen. Unter denselben Voraussetzungen können aus den bekannten Größen für Pion und Proton auch die kinematischen Größen des Δ 's im Kern berechnet werden.

3.1.1 Energie und Impuls des Pions

Die Bestimmungsgrößen für das Pion ergeben sich aus der Erregung der Ablenkmagnete im Strahlführungssystem und im SUSI-Spektrometer, verbunden mit Ortsinformationen von Drahtkammern oder dem Hodoskop. In verschiedenen Veröffentlichungen sind die genauen Methoden dazu ausführlich dargestellt <Zic-80, Ing-83, Alb-80>, weshalb hier nur auf zwei Veränderungen eingegangen werden soll, die zur Durchführung dieses Experimentes wichtig waren.

i) Hodoskop

Die bisher verwendete Drahtkammer (C1) am Ort des intermediären Fokus im Strahlführungssystem wurde ersetzt durch ein 16-elementiges Hodoskop aus 18 mm breiten Plastikszintillatoren. Dadurch konnte eine bessere Ausnutzung des Strahls bei einer von 3% auf 4% $\Delta p/p$ erhöhten Impulsakzeptanz des Strahlführungssystems erhalten werden. Die Impulsauflösung lag bei 0.25% $\Delta p/p$.

ii) Doppelquadrupol am SUSI-Spektrometer

Entgegen der bisherigen Anordnung wurde die Quadrupollinse am Eingang des Spektrometers ersetzt durch einen Doppelquadrupol. Damit konnte der von SUSI akzeptierte Strahlfleck auf dem Target von ~ 0 auf 4 cm bei 100% Akzeptanz (oder von 3.5 auf 6.5 cm bei 50%) gesteigert werden. Dies war ausreichend, um für alle verwendeten Stellungen des Targets annähernd die volle Akzeptanz des Spektrometers zu erhalten.

3.1.2 Protonen

3.1.2.1 Energie

Da das Proton seine Energie in mehreren Zählern (dE, E1 oder

E2) abgibt und darüberhinaus auch im Target und der zu durchfliegenden Luft (einschließlich der Drahtkammern) Energie verliert, ist eine Aufteilung der Energieverluste in den einzelnen Medien der konsequenteste Weg.

Dementsprechend wird die Protonenenergie in erster Näherung dargestellt aus einer Summe von Energieverlusten:

$$T_p = T_{\text{target}} + T_{\text{Luft}} + T_{\text{dE}} + T_{E1} + T_{E2} + T_{\text{sat}}$$

Diese berechnen sich für die einzelnen Zähler aus den ADC-Werten, für die sonstigen Energieverluste durch Interpolation von Energieverlusttabellen und durch Anwendung empirisch erhaltener Korrekturformeln (s. Anhang A). Die mit diesem Verfahren erreichte Energieauflösung beträgt für Protonen von 100 MeV Energie ca. 2.5 - 3.0 MeV.

3.1.2.2 Teilchenidentifikation

Die zu untersuchende Reaktion verlangt eine eindeutige Identifizierung der in den Teleskopen nachgewiesenen Teilchen als Protonen. Dazu wurde die Teilchenmasse mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt: aus dem Energieverlust in den dE- und E-Zählern und aus einer Messung der Flugzeit. Beide Methoden wurden benutzt, und nur eine beidseitige Bestätigung der Protonenmasse (in gewissen Grenzen) als Protonenidentifikation betrachtet. Eingeschränkt wurde diese Bedingung nur für den Fall, daß das Teilchen seine gesamte Energie bereits in dem dE-Zähler verloren hatte und somit keine Massenbestimmung aus den Energieverlusten mehr möglich war.

Neben der Identifikation von Protonen war aber auch die Bestimmung von schwereren Reaktionsprodukten (d, t, He-3) durch

eine gleichzeitige Anwendung beider Methoden möglich.

Neutronen, die in dem dE-Zähler mit einem Proton des Szintillatormaterials reagieren und somit ähnlichen Energieverlust und Flugzeit wie ein Proton vortäuschen, können die Identifikation von Reaktionsprotonen aus dem Target nicht stören, da zur Teilchenidentifikation ein Signal der Drahtkammern (C8 und C9) erforderlich ist.

i) Teilchenidentifikation durch Energieverlust

Der Energieverlust ionisierender Teilchen in Materie wird beschrieben durch die Bethe-Bloch-Gleichung <Gou-75>. Eine vereinfachte Form dieser Gleichung liefert unter der Bedingung eines relativ kleinen Energieverlustes dT in einem ersten Zähler und anschließender Abgabe der restlichen Energie T in einem zweiten Zähler eine einfache Beziehung zwischen der Masse des Teilchens M (und seiner effektiven Ladung q) und den gemessenen Energieverlusten <Gou-75>:

$$M * q * dx \sim (T+dT)^a - T^a$$

Dabei beschreibt dx die effektive Dicke des dE-Zählers und a einen experimentell zu bestimmenden Faktor.

Die Anwendung dieser Beziehung auf unsere Daten liefert eine konstante Masse für Protonen über den gesamten gemessenen Energiebereich (ca. 30-150 MeV) (Fig. 8(a)). Der exponentielle Faktor a wurde dafür so angepaßt, daß die sich ergebende Masse für Protonen unabhängig von der gemessenen Energie war.

Als Massenauflösung wurde für Protonen eine Breite von ca. 1/5 der Protonenmasse bei halber Höhe und eine Fußbreite von ca. einer Protonenmasse erreicht. Dies reichte aus, um

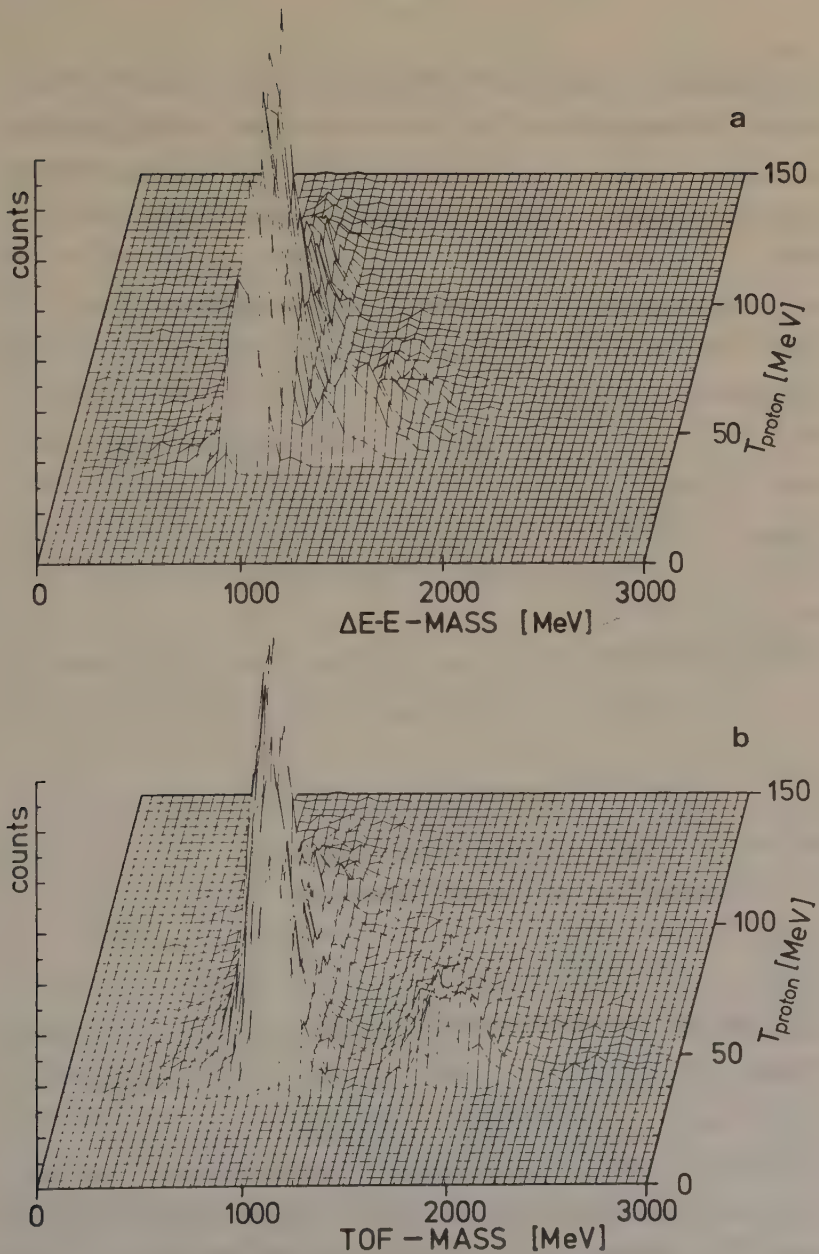


Fig. 8: 3-dimensionale Darstellung der Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von der Protonenenergie und
 a) der aus den Energieverlusten ermittelten Masse.
 (Die Protonenmasse wurde auf 1000 MeV kalibriert.)
 b) der aus der Flugzeit (TOF) erhaltenen Masse.

zuverlässig Protonen von Deuteronen und von leichteren Teilchen trennen zu können. Die offensichtliche Nichtlinearität zwischen Protonen- und Deuteronenmasse ist verursacht durch die Optimierung der Energieparametrisierung auf Protonen.

ii) Teilchenidentifikation durch Flugzeitmessung

Für relativistische Teilchen mit Masse M , Impuls p und Gesamtenergie E gilt:

$$c^2 * M^2 = E^2 - p^2 * c^2 \quad \langle \text{Energie-Impuls-Relation} \rangle$$

Mit $p = M * g * b * c$

wobei $b = v/c$

$$g = 1 / (1 - b^2)$$

erhält man daraus

$$\begin{aligned} E^2 &= c^4 * M^2 + c^4 * M^2 * b^2 * g^2 \\ &= c^4 * M^2 * g^2 \end{aligned}$$

Da $E = T + M * c^2$ (T =kinetische Energie)

ist die Masse des Teilchens bestimmt zu

$$c^2 * M = T / (g - 1).$$

Im Experiment ergibt sich die für die Flugzeit relevante kinetische Energie der Teilchen aus der Summe der Energieverluste in den Zählern (s. Anhang A).

Die Größe g bestimmt sich aus der Geschwindigkeit, das heißt aus der Flugzeit der Teilchen bei der geometrisch bestimmten Entfernung vom Target zum Auftreffpunkt am dE-Zähler. Diese Flugzeit wurde jedoch nicht absolut gemessen, sondern nur relativ zum Triggersignal (S2) des einfallenden Strahls. Zwischen dem Szintillator S2 und dem Target erleidet der

Strahl aber praktisch keine Zeitverschmierung (monochromatische Pionen), so daß dies durch eine konstante Korrektur berücksichtigt werden kann.

Fig. 8(b) zeigt ein Beispiel einer Massenverteilung koinzidenter Ereignisse gegen die gemessene (und korrigierte) Protonenenergie. Neben dem großen "Berg" der Protonen (bei ~ 1000 MeV) ist auch noch deutlich die Anhäufung der Deuteronen um die Masse 1800 MeV und (weniger deutlich) einige He-3, t- Ereignisse bei 2600 MeV zu erkennen. Die Nichtlinearität erklärt sich dabei wieder aus der Parametrisierung der Energie (für Protonen).

Als Massenauflösung wird für Protonen eine Breite bei halber Höhe von ca. 200 MeV erreicht, die Fußbreite beträgt etwa 700 MeV und ist damit vergleichbar mit der Massenbestimmung durch den Energieverlust.

Die Kombination beider Massenbestimmungen erlaubt eine eindeutige Trennung der Protonen von den Deuteronen (Fig. 9). Nicht so eindeutig ist die Grenze der Protonen hin zu niedrigeren Massen. Durch Reaktionen im Szintillatormaterial (vor allem mit C-12) können die Protonen Energie verlieren und damit eine geringere Masse vortäuschen. Als untere Grenze für die Protonenidentifikation wurde deshalb ein Wert von ca. $1/2$ Protonenmasse verlangt.

3.1.3 Eliminierung der Streuung an Wasserstoff

Wegen der vereinfachten kinematischen Beziehungen für die freie πp -Streuung haben die unter einem bestimmten Winkel gestreuten Pionen eine definierte Energie. Damit sind aber auch die Protonen in ihrem Streuwinkel und ihrer Energie

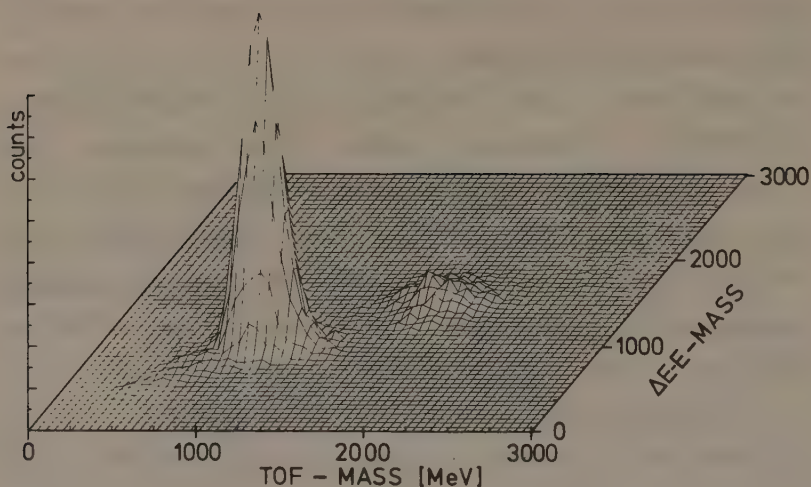


Fig. 9: Kombinierte Häufigkeitsverteilung der beiden Massenbestimmungen von Fig. 8.

festgelegt.

Erfüllt also ein Ereignis die Bedingungen, daß es sowohl eine Pionenenergie in dem engbegrenzten Bereich der elastisch an Wasserstoff gestreuten Ereignisse aufweist, als auch, daß das Proton in einem kleinen Winkelbereich um den freien Streuwinkel herum nachgewiesen wird, so sind diese Ereignisse mit großer Wahrscheinlichkeit Pionenstreuungen an Wasserstoff.

Für die weitere Auswertung interessieren diese Ereignisse nicht mehr (außer zur Normierung), weshalb sie vom zweiten Schritt der Datenanalyse ausgeschlossen wurden.

Da die Grenzen eng gesetzt wurden, blieb ein kleiner Teil dieser Ereignisse erhalten. Sie erzeugen im Missing-Mass-Spektrum (Fig.31) den Peak bei 0 MeV.

3.2 Wirkungsquerschnitte und Normierung

3.2.1 Definition der Wirkungsquerschnitte

Um physikalisch aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, werden aus den Meßdaten Wirkungsquerschnitte berechnet.

Von den 5 unabhängigen Variablen, die die Kinematik der Reaktion bestimmen, wurden die Energie des auslaufenden Pions und die Streuwinkel dieses Pions und des Protons als differenzielle Größen gewählt. Die Wirkungsquerschnitte erlauben damit einen einfachen Einblick in die Physik der Reaktion und einen direkten Vergleich mit anderen Messungen <Pia-82>, der inklusiven Messung <Ing-83> und der Theorie <Lev-81, Roo-83>.

Der 5-fach differentielle Wirkungsquerschnitt (Raumwinkelelemente werden als 2-fach differentielle Größen betrachtet) ergibt sich zu:

$$\frac{1}{d\Omega_{\pi'} d\Omega_p dT_{\pi'}} = \frac{\text{counts}}{\text{Beam} \cdot t} \cdot \frac{A}{\cos \theta_t} \cdot \frac{1}{d\Omega_{\pi'}} \cdot \frac{1}{d\Omega_p} \cdot \frac{1}{dT_{\pi'}} \cdot \frac{1}{n} \quad (*)$$

wobei counts = Anzahl der Ereignisse nach Erfüllung aller Testbedingungen im Volumenelement $d\Omega_{\pi'} d\Omega_p dT_{\pi'}$,

Beam = Zahl der einfallenden Pionen

A = Molekulargewicht des Targets

t = Dicke des Targets in g/cm**2

θ_t = Targetwinkel relativ zur Strahlachse

$\frac{N}{A}$ = Avogadrosche Zahl

n = Korrekturfaktor

Der Spektrometerraumwinkel $d\Omega_{\pi'}$ ist experimentell nicht

direkt gemessen, wird jedoch durch die Normierung der Daten auf die Wasserstoffstreuung (s.Kap. 3.2.2) indirekt bestimmt.

Das Raumwinkelement $d\Omega_p$ der sensitiven Fläche des Proton-Arms berechnet sich unter Verwendung von Beziehungen der sphärischen Trigonometrie aus einem Rechteck, das auf der Kammer C9 für jedes Teleskop definiert ist und so gewählt wird, daß alle Protonen, die innerhalb dieses Rechtecks liegen, ein Triggersignal in den dE-Zählern auslösen und ihre Energie in den E-Zählern abgeben. Neben Verschiebungen des Strahlflecks auf dem Target wird in diesen Berechnungen auch die Breite des Strahlflecks näherungsweise berücksichtigt. Dazu wird der Raumwinkel nicht nur für den Mittelwert (C_x, C_y) des Strahlflecks berechnet, sondern auch für die Punkte ($C_x \pm T_x, C_y \pm T_y$), wobei T_x und T_y die halbe Breite der Verteilung bei halber Höhe kennzeichnet. Der verwendete Raumwinkel ergibt sich dann als der gewichtete Mittelwert (angenommene Wichtung s.Tab.2) der Raumwinkel an den verschiedenen Punkten. Die so erhaltenen Raumwinkel für die einzelnen Teleskope liegen zwischen 195 und 225 msr; die Summe aller drei Teleskope liegt bei 640 msr.

Das Pionenenergieintervall dT_π bestimmt sich aus dem Impulsverlust der Pionen und beträgt für Wirkungsquerschnitte, die sich aus allen drei Teleskopen des Proton-Arms berechnen, ~ 2 MeV, für Wirkungsquerschnitte einzelner Teleskope ~ 10 MeV.

Der Faktor n berücksichtigt eine Reihe von Korrekturfak-

Tabelle 2: Raumwinkelwichtung in Abhängigkeit von den Strahlfleckkoordinaten

Raumwinkel- wichtung	Cx-Tx	Cx	Cx+Tx
Cy-Ty	1	2	1
Cy	2	4	2
Cy+Ty	1	2	1

toren, deren gemeinsame Ursache ist, daß zwar ein Ereignis nachgewiesen wurde, es aber aus meßtechnischen oder auswertetechnischen Gründen (z.B. wenn Drahtkammern nicht angesprochen haben) verworfen werden mußte.

Unter Annahme der Unabhängigkeit der einzelnen Ursachen läßt sich der Faktor n aufspalten und als Produkt der Korrekturfaktoren der einzelnen Bestimmungselemente schreiben:

$$n = n_{\text{Hodo}} \cdot n_{\text{C4/C5}} \cdot n_{\text{C6/C7}} \cdot n_{\text{C8/C9}} \cdot n_{\text{tgt}} \cdot n_{\text{TOF}}$$

$$\cdot n_{\text{Akzeptanz}} \cdot n_{\text{Zerfall}} \cdot n_{\text{Vielf.}} \cdot n_{\text{P-Arm}} \cdot n_{\text{LED}}$$

$$\cdot n_{\text{Reaktion}} \cdot n_{\text{Computer}}$$

mit den in Anhang B beschriebenen und in Tabelle 3 zusammengefaßten Bedeutungen.

3.2.2 Normierung

Eine Normierung der Daten erfolgt durch die Messung der Pionenstreuung an Wasserstoff und den Vergleich der erhaltenen Wirkungsquerschnitte mit aus Streuphasen berechneten Wirkungsquerschnitten <Wal-79>. Dabei ergeben sich je nach den experimentellen Bedingungen die

Tabelle 3: Kurzbeschreibung der einzelnen Korrekturfaktoren und ihrer typischen Größe

Bezeichnung	Art der Korrektur	typische Werte
Hodo	nur 1 Pion im Strahl	50 - 80 %
C4/C5	Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern C4 und C5	~ 80%
C6/C7	... der Kammern C6 und C7	80 - 90 %
C8/C9	... der Kammern C8 und C9	70 - 90 %
tgt	Abhängigkeit der Strahlfleckgröße von der Targetstellung	85 - 100% (*)
TOF	Trennung von Myonen und Pionen durch die Flugzeitmessung	95%
Akzeptanz	Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers	50 - 100%
Zerfall	Zerfallswahrscheinlichkeit der Pionen in SUSI	30 - 70%
Vielf.	Vielfachstreuung der Pionen	80 - 99% (*)
P-Arm	Eindeutigkeit der Ereignisse im Proton-Arm	~ 98%
LED	Instabilität der Photomultiplier der Teleskope	~ 99%
Reaktion	Reaktionswahrscheinlichkeit der Protonen in den Szintillatoren	89 - 99% (*)
Computer	Totzeit der Datenaufnahme	90 - 100%

(*) diese Korrekturen werden durch die Normierung berücksichtigt

Möglichkeiten, daß entweder nur das gestreute Pion im Spektrometer, oder auch das Rückstoßproton im Proton-Arm nachgewiesen wird.

Für die Spektrometernormierung wird unter identischen Bedingungen zur Messung koinzidenter Daten nur die Erfüllung der Triggerbedingung im SUSI-Spektrometer verlangt. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann zu:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_{\pi'}} = \frac{\text{counts}}{\text{Beam}} * \frac{2 * A}{t} * \frac{1}{d\Omega_{\pi'}} * \frac{1}{n_{\text{Hy}}} * \frac{1}{\cos 0} * \frac{N}{A}$$

wobei hier: counts = Anzahl der Ereignisse im $T_{\pi'}$ -Spektrum
abzüglich Untergrund

und

$$n_{\text{Hy}} = n_{\text{Hodo}} * n_{C4/C5} * n_{C6/C7} * n_{\text{tgt}} * n_{\text{TOF}} * n_{\text{Akzeptanz}} * n_{\text{Zerfall}} * n_{\text{Vielf.}} * n_{\text{Computer}}$$

Aus den bekannten Wirkungsquerschnitten (aus Streuphasenanalysen) erhält man einen Normierungsfaktor, der alle nicht konstanten oder experimentell bestimmten Größen enthält (t , $d\Omega_{\pi'}$, n_{tgt} , $n_{\text{Vielf.}}$). Mit Verwendung der nominellen Targetdicken kann dieser Normierungsfaktor ausgedrückt werden als effektiver Spektrometerraumwinkel $d\Omega_{\pi'}^{\text{eff}}$ (mit $n_{\text{tgt}} = 1$, $n_{\text{Vielf.}} = 1$) für die aktuellen Meßbedingungen.

Der Nachteil dieser Normierungsmethode (Spektrometernormierung) besteht in der Beschränkung der Normierung allein auf das SUSI-Spektrometer. Soll auch der Proton-Arm in die Normierung mit einbezogen werden, so muß auch das Proton in der freien Pionstreuung mit nachgewiesen, und die Auswertung in derselben Art wie für koinzidente Daten durchgeführt werden. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann zu:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_{\pi'}} = \int \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{\pi'} dT_{\pi'}} dT_{\pi'}$$

$$\text{mit } \frac{d^3\Omega_{\pi'} dE_{\pi'}}{d\Omega_{\pi'} dE_{\pi'}} = \frac{\text{counts}}{\text{Beam}} * \frac{2 * A}{t} * \frac{1}{d\Omega_{\pi'}} * \frac{1}{dT_{\pi'}} * \frac{1}{n}$$

$$\frac{\cos\theta}{t} \frac{A}{N}$$

wobei counts = Ereignisse mit einer Missing-Mass niedriger als für "knock-out"-Reaktionen

und n wie in Gl.(*) mit Ausnahme von n_{P-Arm}, da wegen der

Koinzidenzbedingung bei der freien πp -Streuung jedes Pion ein Signal im Proton-Arm ausgelöst haben muß.

Aus dem Vergleich der erwarteten theoretischen Wirkungsquerschnitte mit den so berechneten ergibt sich wiederum ein Normierungsfaktor ($d\Omega_{\pi'}^{\text{eff}}$), der jetzt auch den Proton-Arm und hier vor allem die Korrektur auf Grund von Reaktionen mit einschließt.

Wegen der exakt gleichen Behandlung der Daten in dieser Art der Normierung und in der Analyse koinzidenter Daten wurden deshalb die so berechneten effektiven Raumwinkel, soweit möglich, zur Normierung der Daten herangezogen. Nicht möglich war dies für einen Pionenstreuwinkel von 35° , da hier die Protonen der πp -Reaktion nur eine Energie von 25 MeV hatten und deshalb teilweise noch im Target gestoppt wurden. Da der Korrekturfaktor für Protonenreaktionen in diesem Fall sehr klein sein sollte ($\sim 1\%$ <Mea-69>), ergibt auch die Spektrometernormierung eine befriedigende Lösung. Die Spektrometernormierung wurde auch dann herangezogen, wenn der Proton-Arm nicht unter dem Winkel der freien πp -Streuung stand ("Flügel"-Messungen) und deshalb nicht in die Normierung mit einbezogen werden konnte. Hier ergab sich ein zusätzlicher Korrekturfaktor aus dem Verhältnis der Spektrometernormie-

rung für diese Bedingung zu der Spektrometernormierung mit dem Proton-Arm unter dem Winkel der freien πp -Streuung.

Tab.4 zeigt die erhaltenen Normierungen für die Pionenstreuungswinkel 35° , 60° und 130° . Das offensichtliche Mißverhältnis zwischen der Spektrometernormierung (Rubrik I) und der vollen Normierung (Rubrik II) klärt sich auf, wenn in I der Anteil der Protonenreaktionen berücksichtigt und durch theoretisch erwartete Werte <Mea-69> ersetzt wird und je 2% für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Proton-Arms und für geometrische Beschränkungen der Strahlfleckgröße abgezogen werden (Rubrik III). Der systematische Trend in den Normierungen für die verschiedenen Pionenstreuungswinkel ist auf den Einfluß der Vielfachstreuung der Pionen zurückzuführen.

Tabelle 4: Vergleich der Normierungen für die verschiedenen Pionenstreuungswinkel (I = Spektrometernormierung; II = volle Normierung; III = I - Anteil der Protonreaktionen - 2% Ansprechwahrscheinlichkeit - 2% geometrische Beschränkungen)

$d\Omega_{\pi}^{\text{eff}}$ (msr)	35°	60°	130°
I	18.4	17.0	16.0
II	-	16.2	12.7
III	17.5	15.8	13.4

Hingewiesen werden muß noch auf die Tatsache, daß die Normierung streng genommen nur Gültigkeit hat für koinzidente Daten unter genau denselben Bedingungen, d.h. auch nur für die gleichen Energien von Pion und Proton. Neben der Vielfachstreuung der Pionen im Spektrometer ist vor allem die Reaktionswahrscheinlichkeit der Protonen in den Teles-

kopen eine energieabhängige Größe. Der Einfluß dieser Faktoren auf die erhaltenen Wirkungsquerschnitte wird in Kap. 3.2.4 ausführlich diskutiert.

3.2.3 Berechnete Wirkungsquerschnitte

Bei Berücksichtigung der Normierung durch einen effektiven Spektrometerraumwinkel ergibt sich der 5-fach differentielle Wirkungsquerschnitt aus Gl.(*) zu:

$$\frac{1}{d\Omega_{\pi} d\Omega_p dT_{\pi}} = \frac{\text{counts}}{\text{Beam}} * \frac{A}{t} * \frac{1}{d\Omega_{\pi}^{\text{eff}}} * \frac{1}{d\Omega_p} * \frac{1}{dT_{\pi}} * \frac{1}{n_{\text{koin}}}$$

$$\frac{1}{\cos\theta} * \frac{N}{t} * A$$

mit

$$n_{\text{koin}} = n_{\text{Hodo}} * n_{\text{C4/C5}} * n_{\text{C6/C7}} * n_{\text{C8/C9}} * 0.95$$

$$* n_{\text{Akzeptanz}} * n_{\text{Zerfall}} * n_{\text{P-Arm}} * n_{\text{LED}} * n_{\text{Computer}} .$$

Da alle in die Berechnung von Wirkungsquerschnitten eingehenden variablen Größen jeweils nur für die eingestellte Spektrometererregung gemessen wurden, mußte zunächst für jeden Datensatz einzeln der Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Erst eine Kombination zusammengehöriger Wirkungsquerschnitte ergibt ein Pionenstreuenergiespektrum für den gesamten gemessenen Bereich. Die Übereinstimmung überlappender Bereiche ermöglicht damit eine Kontrolle der Konsistenz der Messung.

Ein direkter Vergleich mit der inklusiven Messung <Ing-83> ist bei einem 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt

nicht möglich, da dieser extrem vom betrachteten Raumwinkelement des Proton-Arms abhängt. Wegen der relativ lokalisierten Verteilung der Streuwinkel der Protonen um den Winkel der freien πp -Streuung läßt sich aber abschätzen (s. Anhang D), welcher Bruchteil u der herausgeschlagenen Protonen in dem akzeptierten Raumwinkelbereich des Proton-Arms nachgewiesen wird.

Ein über $d\Omega_p$ integrierter 3-fach differentieller Wirkungsquerschnitt ergibt sich demnach zu:

$$\frac{\frac{3}{d\Omega_{\pi} dT_{\pi'}}}{\frac{5}{d\Omega_{\pi} d\Omega_p dT_{\pi'}}} = \frac{1}{u} * \int_{\text{P-Arm}} \frac{\frac{5}{d\Omega_{\pi} d\Omega_p dT_{\pi'}}}{\frac{3}{d\Omega_{\pi} d\Omega_p dT_{\pi'}}} d\Omega_p$$

2- und 4-fach differentielle Wirkungsquerschnitte ergeben sich durch Integration der 3- und 5-fach differentiellen über die Energie der gestreuten Pionen:

$$\frac{\frac{2(4)}{d\Omega_{\pi} (d\Omega_p)}}{\frac{3(5)}{d\Omega_{\pi} (d\Omega_p) dT_{\pi'}}} = \int \frac{\frac{3(5)}{d\Omega_{\pi} (d\Omega_p) dT_{\pi'}}}{\frac{2(4)}{d\Omega_{\pi} (d\Omega_p)}} dT_{\pi'} + C$$

$T_{\pi'}$
gemessen

Der additive Faktor C soll hierbei den Teil des integrierten Wirkungsquerschnittes berücksichtigen, der aus einem der zwei folgenden Gründe nicht gemessen wurde:

i) Die kleinste gemessene Pionenenergie beträgt etwa 30 MeV, verursacht durch die kurze Lebensdauer der Pionen und die damit ansteigende Zerfallswahrscheinlichkeit für niedrigere Energien beim Flug durch das Spektrometer.

ii) Wegen der Energieverluste der Protonen im Target und der zu durchfliegenden Luft mußte eine minimale Energie der Protonen von 35 MeV verlangt werden, um noch eine befriedigende Energieauflösung erhalten zu können. In einem Spektrum der Pionenenergie wird deshalb der (maximale) Endpunkt der Pionenenergie um 35 MeV zu niedrig sein.

Der additive Faktor C ergab sich aus einer physikalisch möglichst sinnvollen Fortsetzung des Spektrums über die gemessenen Endpunkte hinaus (Fig.10). Dabei wurden auch mögliche Extremfälle mit betrachtet, um daraus eine Größe für den Fehler der Korrektur zu erhalten.

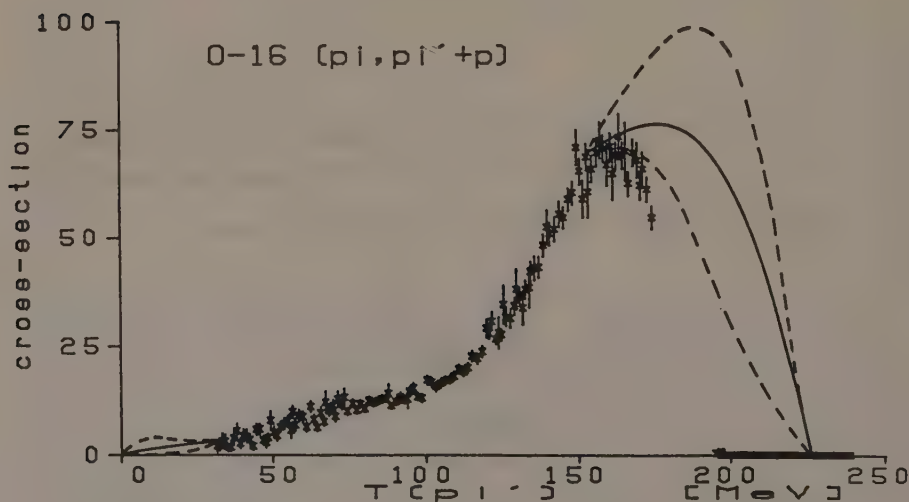


Fig.10: Beispiel eines Pionenenergiespektrums. Die durchgezogenen Linien geben die für die Bestimmung des Korrekturfaktors C angenommene Fortführung über den gemessenen Bereich hinaus an. Die gestrichelten Linien zeigen dem dabei angenommenen Fehler.

3.2.4 Fehlerdiskussion

Die Komplexität des gesamten Experimentes als auch der

Datenanalyse eröffnet eine Reihe von Möglichkeiten in denen lokale (d.h. auf kleine Bereiche beschränkte) oder systematische Fehler die berechneten Wirkungsquerschnitte (s.Kap. 5) beeinflussen können. Soweit sie den Pionenkanal und das SUSI-Spektrometer betreffen, sind die Fehlerquellen ausführlich diskutiert <Ing-83> und erzwingen meist lokale Änderungen in den Wirkungsquerschnitten von $< 5\%$. Die wichtigsten, den Proton-Arm und die Berechnung koinzidenter Größen betreffenden Fehlerursachen und deren Einfluß werden im folgenden diskutiert.

- Identifizierung der Zustände im Missing-Mass-Spektrum

Eine Trennung der zwei p -Schalenzustände im Missing-Mass-Spektrum (Fig. 7) war nicht immer einfach, insbesondere wenn bei höheren Protonenenergien (bis 200 MeV) die Energieauflösung des Proton-Arms sich deutlich verschlechterte. In allen Fällen wurde die Trennung so gewählt, daß der Anteil falsch zugeordneter Ereignisse für beide Zustände minimal wurde. Entsprechend wurden die Energiebereiche, in die die Missing-Mass-Spektren aufgeteilt wurden, um bis zu ± 2 MeV verschoben, die Breite der Energiebereiche blieb aber konstant. Dadurch kann in dem $p(3/2)$ -Bereich ein energieabhängiger Anteil von Ereignissen eingeordnet sein, die ihrer Natur nach dem " s "-Bereich zugehörig sind.

Bei maximaler Anregung der p -Zustände sollte der durch die falsche Zuordnung entstandene Fehler allerdings nur einige Prozent betragen.

- Untergrund

Reaktionen im Target mit anderen Kernen als O-16 und Wasser-

stoff könnten Untergrundereignisse produzieren. Da Wasser aber zu 99.8% das Isotop O-16 enthält und die Fensterfolien des Targets nur etwa 3 Gewichtsprozent des 3.5 mm dicken Targets (1% bei 8.5 mm Dicke) ausmachen, waren Untergrundereignisse aus diesen Quellen vernachlässigbar. Messungen mit leeren Targets bestätigten diese Aussage.

Untergrundereignisse im Spektrometer (Elektronen, Myonen oder zufällige Koinzidenzen) wurden durch die Flugzeitmessung (s.Kap. 3.1.1) und durch Rekombination der Flugbahn $\langle \text{In-83} \rangle$ so stark reduziert, daß auch sie auf ein vernachlässigbares Niveau absanken. Die gleichzeitig gemessene Anzahl der zufälligen (=verzögerten) Koinzidenzen lag fast immer unter 1% der Koinzidenzrate.

Im Proton-Arm konnten vor allem zufällige Koinzidenzen (z.B. von einem zweiten Pion im Strahlpuls oder Raumuntergrund), andere Reaktionsprodukte oder eine falsch bestimmte Protonenenergie Ursache für Untergrundereignisse sein. Die Bedingung, daß nur eines der 16 Elemente des Hodoskops ein Ereignis angezeigt hat, reduzierte fast vollkommen die Möglichkeit von mehreren Teilchen in einem Strahlimpuls; die Wahrscheinlichkeit von 2 Pionen im selben Hodoskopelement läßt sich statistisch berechnen, ändert die Zahl der einfallenden Pionen ('Beam' in Kap.3.2) um < 1%. Andere Reaktionsprodukte oder eine grob falsch bestimmte Protonenenergie zeigten sich in den Spektren der Teilchenidentifikation (s.Kap. 3.1.2.2) und wurden dort durch die angelegten Grenzwerte für die Massenbestimmung von der weiteren Auswertung ausgeschlossen. Zusätzliche Beschränkungen der Bereiche des Strahlflecks von Spektrometer und Proton-Arm am Target reduzierten weiterhin die Zahl von Untergrundereig-

nissen, so daß zumindest der Bereich des p-Schalen-"knock-outs" im Missing-Mass-Spektrum frei von Untergrund sein sollte. Dies bestätigt sich auch in den Missing-Mass-Spektren, die für Anregungsenergien kleiner als der Grundzustand in N-15 praktisch keine Ereignisse zeigen (falls $T_{\pi'} \neq T_{\pi}$ der freien πp -Streuung) (s.Fig. 7).

Die aufgezeigten Methoden zur Reduzierung des Untergrunds können zur Folge haben, daß auch "gute" Ereignisse von der Auswertung ausgeschlossen werden. Der dadurch maximal in den Wirkungsquerschnitten verursachte Fehler sollte $< 3\%$ sein.

- Nachweiswahrscheinlichkeit der Proton-Arm-Kammern

Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Drahtkammern ist allgemein abhängig von dem Energieverlust des durchfliegenden Teilchens. Für Protonenenergien von 50 und 150 MeV ändert sich der Energieverlust um den Faktor 2,3, entsprechend änderte sich die Nachweiswahrscheinlichkeit in den Kammern C8 und C9 um typischerweise 5%. Als Korrekturfaktor (s.Kap. 3.2) benutzt wurde jedoch die über alle Protonenenergien gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit für die eingestellte Spektrometererregung. Bei einem Energiebereich von z.B. 60 MeV für eine Spektrometererregung ergibt sich für die Protonen der p-Schalen-Reaktion in etwa derselbe Energiebereich und damit ein Fehler im Korrekturfaktor von $\sim 1\%$.

Ortsabhängige Schwankungen der Nachweiswahrscheinlichkeit ergaben sich nur für den Fall der freien πp -Streuung. Hier zeigte der Bereich auf C8 und C9, den diese Protonen passierten, eine um ca. 10% geringere Nachweiswahrschein-

lichkeit. Je nachdem, ob es sich um eine Normierung oder die Berechnung koinzidenter Wirkungsquerschnitte handelte, wurden zur Berechnung des Korrekturfaktors nur die Protonen der freien π p-Streuung (s.Kap. 3.1.3) herangezogen oder sie aber ausgeschlossen.

- Eliminierung der Wasserstoffstreuung

Die beschriebene Art der Eliminierung der freien Pionstreuung an Wasserstoff (s.Kap. 3.1.3) erfaßt sicher auch den Teil der Pionenstreuung an O-16, der in Pionenenergie und Protonenstreuwinkel mit der freien Streuung übereinstimmt. In dem Pionenenergiebereich von 175 - 195 MeV bei 60° Streuwinkel und von 104 - 117 MeV bei 130° ist deshalb ein reduzierter Wirkungsquerschnitt zu erwarten, weshalb diese Energiebereiche in den Spektren ausgeschlossen wurden.

Da vor allem durch Mehrfachstreuung ein Teil der Pionen und Protonen der freien π p-Streuung nicht in den angegebenen Bereichen nachgewiesen wird, bleiben sie auch in den Missing-Mass-Spektren erhalten (bei 0 MeV in Fig.31) und zeigen hier Ausläufer, die in den Bereich der quasi-freien Streuung hineinreichen. Besonders für den Bereich des p-Schalen-"knock-out" wird deshalb unterhalb des Bereichs der freien Pionenstreuenergien (erkennbar an der Lücke in den Daten) eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts zu erwarten sein.

- Protonreaktionen

Protonen, die in den E-Szintillatoren mit dem Szintillatormaterial inelastisch reagieren, verlieren einen Teil ihrer Energie in nicht mehr nachweisbarer Form

(Gammastrahlung, Neutronen). Im Missing-Mass-Spektrum werden diese Ereignisse deshalb bei zu hohen Energien erscheinen und damit eventuell einem falschen Reaktionskanal zugeordnet werden. <Mea-69> zeigt, daß für 120 MeV Protonen ca. 11% und für 50 MeV Protonen ca. 3% im Szintillatormaterial einen Energieverlust von > 10 MeV erleiden (ohne 4.4 MeV Zustand in C-12) und damit in unserem Fall von einem p-Bereich in den "s"-Bereich verschoben werden. Dementsprechend sollte der "s"-Bereich bei 60° Pionenstreuwinkel $\sim 3\%$, bei 130° $\sim 11\%$ zuviel Ereignisse enthalten. Da die Wasserstoffnormierung bei ähnlichen Protonenenergien gemessen wird, wie sie auch für die quasi-freie Reaktion an der p-Schale auftreten, sind für diese Reaktionen die Verluste durch Protonreaktionen zumindest annähernd korrigiert. Nicht so für den "s"-Bereich, da hier im Prinzip keine Verluste, sondern nur "Verschiebungen" in der Missing-Mass auftreten, die Normierung also keine Reaktionsverluste enthalten dürfte. Der "s"-Bereich wäre demnach um $\sim 22\%$ (130°), bzw. 6% (60°) zu hoch. Gemindert werden allerdings diese, aus pauschalen Überlegungen gewonnenen Fehlerwerte durch die Tatsache, daß hohe Energieverluste durch Protonreaktionen sich in der Teilchenidentifikation zeigen (Ausläufer der Protonen hin zu niedrigeren Massen in Fig. 9) und durch den unteren Schwellenwert (bei ca. $1/2$ Protonenmasse) ausgeschlossen werden.

Innerhalb der einzelnen Bereiche ergeben sich auch noch systematische Verschiebungen, je nachdem ob die Protonenenergie höher oder niedriger als die der freien πp -Streuung war. Für höhere Protonenenergien unterschätzt die Normierung die Reaktionsverluste, d.h. im Pionenenergiespektrum wird

der niederenergetischere Bereich unterschätzt werden und umgekehrt für den Bereich niedriger Protonenenergien. Da für direkte "knock-out"-Reaktionen an der p-Schale der Protonenenergiebereich etwa 100 MeV umfaßt, wird die erforderliche Korrektur etwa +8% (+8%) am unteren und -6% (-2%) am oberen Ende des Pionenenergiespektrums für 130° (60°) betragen. Praktisch vernachlässigbar sind die Protonreaktionen für 35° Pionenstreuwinkel, da hier die gemessenen Protonenenergien nur bis ca. 50 MeV reichen.

- Protonenraumwinkelkorrektur

Während die Winkelverteilung der Protonen aus der direkten p-Schalenreaktion sich stark um den Winkel der freien πp -Streuung konzentriert (siehe z.B. Fig.19), scheint der "s"-Bereich doch über einen sehr viel größeren Winkelbereich signifikante Stärke zu zeigen. Zuverlässigere Korrekturfaktoren ließen sich hier nur bei Einschluß der "Flügel"-Messungen in die Anpassungsprozedur und der Wahl einer realistischeren Form der Verteilung erreichen. Der Trend wäre wahrscheinlich ein kleinerer Korrekturfaktor und damit ein höherer Wirkungsquerschnitt für den niederenergetischen "s"-Bereich.

Eine mögliche Korrektur der aufgeführten Fehler ist nicht in den gezeigten Wirkungsquerschnitten enthalten. Dies bleibt einer genaueren Analyse vorbehalten <Kyl-83>, in der auch noch andere Datensätze bei anderen Einschüßenergien und Pionenstreuwinkeln zur Gewinnung eines systematischen Überblicks über die Fehlerursachen und ihrer Korrektur

herangezogen werden können.

Hingewiesen werden sollte aber darauf, daß sich durch die Art der Normierung (s.Kap. 3.2.2) viele mögliche systematische Fehler herausheben, strenggenommen allerdings nur bei den kinematischen Bedingungen der Normierung. Zusätzlich sollten sich energieabhängige Fehler bei der Betrachtung von Wirkungsquerschnittsverhältnissen für π^+ - und π^- -induzierte Reaktionen gegenseitig aufheben.

Die absolute Normierungsunsicherheit in den Spektren für die Bereiche des p-Schalen-"knock-outs" wird auf $< \pm 10\%$ geschätzt, wobei allerdings lokale Fehler bis zu 20% zu erwarten sind. Die mittlere Energie der einfallenden Pionen beträgt 240 MeV bei einer energetischen Breite des Strahls von ± 7 MeV; (Energieverlust-)Spektren der gestreuten Pionen sind auf < 1 MeV genau.

4. THEORIE

Die theoretische Beschreibung von quasi-freien Reaktionen im Rahmen einer 'Distorted Wave Impulse Approximation' (DWIA) hat für $(e,e'p)$ - und $(p,2p)$ -Reaktionen schon eine lange Tradition <Jac-66>. Auf die Reaktion $(\pi,\pi'p)$ wurde unseres Wissens dieser Formalismus erstmals detailliert von Levin und Eisenberg <Lev-81> angewandt. Ihr Hauptinteresse galt dabei der Untersuchung der quasi-freien Reaktion an den verschiedenen Schalenzuständen in O-16 und des Einflusses der verschiedenen Annahmen und Parameter einer DWIA darauf. Das diesen Berechnungen zugrunde liegende Computerprogramm wurde in der vorliegenden Arbeit benutzt, um nach einer entsprechenden Anpassung der Parameter an das Experiment die gemessenen Wirkungsquerschnitte (5-fach differentiell) mit den theoretischen zu vergleichen. Ebenfalls verglichen werden die Ergebnisse mit Rechnungen von Roos <Roo-83>, die auch im DWIA-Formalismus durchgeführt wurden, aber nur vorläufiger Art sind.

Allerdings können im Rahmen einer DWIA Effekte, die sich aus einer (isospinabhängigen) Wechselwirkung des gebildeten Δ 's im Kern ergeben, nicht beschrieben werden. Hinweise für die Existenz einer solchen Wechselwirkung ergaben sich u.a. aus den Wirkungsquerschnitten für elastische und inelastische Pion-Kern-Streuung <Len-82>. Eine Beschreibung dieser Wechselwirkung durch eine 2-Körper Δ -N-Wechselwirkung wurde qualitativ und teilweise quantitativ vor kurzem von Hirata, Lenz und Thies <Hir-83> vorgenommen. Diese Theorie erlaubt einen detaillierten Vergleich mit den gemessenen Wirkungs-

querschnittsverhältnissen für $(\pi^+, \pi_p^+)/(\pi^-, \pi_p^-)$.

4.1 DWIA-Formalismus (nach <Lev-81>)

Der Formalismus behandelt im Prinzip eine 'harte' Wechselwirkung des Projektils mit einem Nukleon im Targetkern, als deren Resultat das Nukleon aus dem Targetkern herausgeschlagen wird. Mögliche 'leichtere' Wechselwirkungen des Projektils vor oder nach der Reaktion und des herausgeschlagenen Nukleons mit dem Restkern werden mittels einer 'Verzerrung' der beteiligten Wellenfunktionen einbezogen.

Schematisch läßt sich die Reaktionsamplitude wie folgt schreiben:

$$T_{fi} \sim \sum \int \bar{\psi}^* \psi^* \phi^{*f} \langle \alpha' | t_{\pi N} | \alpha \rangle \phi^+ \psi \psi^+ \quad (**)$$

Dabei wird angenommen, daß sich der Targetkern vor der Reaktion beschreiben läßt durch eine Wellenfunktion für das wechselwirkende Nukleon (ψ) und einen Restkern mit $(A-1)$ Nukleonen (ϕ^+). ψ^+ und ψ^{*-} sind die verzerrten Wellenfunktionen des Projektils vor und nach der Reaktion, ψ^{*-} die des herausgeschlagenen Nukleons und ϕ^{*f} die des Restkerns in seinem Endzustand. Die Wechselwirkung wird beschrieben durch die Erwartungswerte des Operators $t_{\pi N}$ bei den entsprechenden Quantenzahlen α und α' und den Energien des Projektils vor und nach der Reaktion.

Der Operator $t_{\pi N}$ ist jedoch nur aus der freien π -N-Streuung bekannt, während er hier bei Energien verlangt wird, die sich von denen der freien Reaktion zumindest um den Q -Wert

unterscheiden ("off-shell"). Dieser Defekt wird in der Rechnung durch einen phänomenologischen Dämpfungsfaktor berücksichtigt und im weiteren mit den Streuphasen für die freie π -N-Streuung als Bestimmungsgrößen des Operators $t_{\pi N}$ gearbeitet.

Zur Berechnung von "knock-out"-Amplituden müssen noch weitere Annahmen gemacht und Näherungen eingeführt werden:

i) Die Verzerrungen der Wellenfunktionen sind klein und im Impulsraum um die asymptotischen Impulse verteilt. Ändert sich $t_{\pi N}$ nur schwach über die Verteilung der 'verzerrten' Impulse, dann kann Gl.(**) faktorisiert werden in zwei Integrale: eines enthält die freie Streumatrix $t_{\pi N}$, das andere die Wellenfunktionen:

$$\int \psi^- \psi^{*+} \times \psi \psi^+$$

(faktorisierte DWIA)

ii) In den Dämpfungsfaktoren werden die geforderten Schwerpunktsimpulse näherungsweise durch einen Ausdruck der asymptotischen Impulse und Energien dargestellt. Gl.(**) kann dann in geschlossener Form integriert werden.

(nicht-faktorisierte DWIA)

Zum Vergleich mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten wurde die Winkelabhängigkeit der Protonen im Maximum der experimentellen Energieverteilung der Pionen nach dem Modell der nichtfaktorisierten DWIA berechnet.

Das dazu von Levin und Eisenberg entwickelte Programmpaket <Lev-81> benutzt u.a. den Code PIPIT <Eis-76> zur Erzeugung

der verzerrten Pionenwellenfunktionen, unter Verwendung einer vereinfachten harmonischen Oszillatorform für die Kerndichte.

ABACUS <Aue-62> wird verwendet, um sowohl die verzerrten Protonenwellenfunktionen, als auch die gebundenen Wellenfunktionen in 0-16 zu berechnen. Das darin benutzte optische Potential besteht aus reellem Zentral-, Spin-Bahn- und Coulomb-Potential und imaginären Volumen- und Oberflächen-Potential. Eine Woods-Saxon-Form bestimmt dabei die Radialabhängigkeit für jeweils alle reellen (außer Coulomb) und imaginären Potentiale. Die Potentialparameter wurden erhalten durch Interpolation von gefitteten Parametersätzen zu Messungen der Wirkungsquerschnitte der Reaktion $C-12(p,p')$ <Abd-79>, die auch bei der Analyse der $(e,e'p)$ -Reaktion verwendet wurden <Mou-79>. Wegen der festen Radialabhängigkeit in ABACUS wurden die Potentialtiefen für das Spin-Bahn- und Oberflächen-Potential so modifiziert, daß diese Potentiale das selbe Volumenintegral lieferten wie die interpolierten Parametersätze.

Gebundene Wellenfunktionen ergaben sich aus demselben Potential mit einer Potentialtiefe, die die entsprechenden experimentellen Bindungsenergien reproduzierte <Lev-81, Tyr-66>.

In der Berechnung der π -N-Streumplituden aus den Streuphasen <Her-70> sind sechs Partialwellen ($l=0,1$; $j=1/2,3/2$; $T=1/2,3/2$) enthalten.

4.2 Δ -Kern-Wechselwirkung

Eine der erfolgreichsten Theorien <Len-82> zur Beschreibung der Pion-Kern-Wechselwirkung im Bereich der $(3,3)$ -Resonanz zieht neben der elementaren π -N-Wechselwirkung auch die Streuung des Δ 's im Kern mit in Betracht. Die phänomenologische Beschreibung der Δ -Nukleon-Wechselwirkung in Form eines stark absorptiven optischen Potentials ('Spreading Potential') liefert nicht nur gute Beschreibungen für totale, elastische und inelastische Wirkungsquerschnitte, sondern auch für Pion-Kern-Reaktionen wie die Anregung zu diskreten Niveaus oder der inklusiven quasi-freien Streuung <Len-82, Thi-82>. Dabei ist offensichtlich, daß mit einem Einteilchenoperator nur der Teil der Δ -Nukleon-Wechselwirkung berücksichtigt sein kann, der sich auf die Freiheitsgrade des Δ 's bezieht. Keine Berücksichtigung in diesem phänomenologischen Bild finden sogenannte "rearrangement"-Prozesse, bei denen die Anwesenheit des Δ 's auch den Restkern beeinflußt.

Mögliche inelastische Δ -Nukleon Streuungen lassen sich dabei prinzipiell in zwei Klassen einteilen (Fig.11): π -induzierte (M_2 , M_3) und Δ -induzierte (M_0 , M_1). Eine Beschreibung der Prozesse M_0 und M_1 , bei denen der Kern direkt beteiligt ist, ist nicht mehr möglich im Rahmen eines Ein-Teilchen-Operators, was zur Folge hat, daß ein effektives Δ -Kern-Potential zur Beschreibung dieser Prozesse explizit von den Quantenzahlen des angeregten Zustandes abhängen muß.

Eine Untersuchung des Einflusses dieser Prozesse im Bild eines Δ -Loch-Formalismus auf die inelastische Pionenstreuung

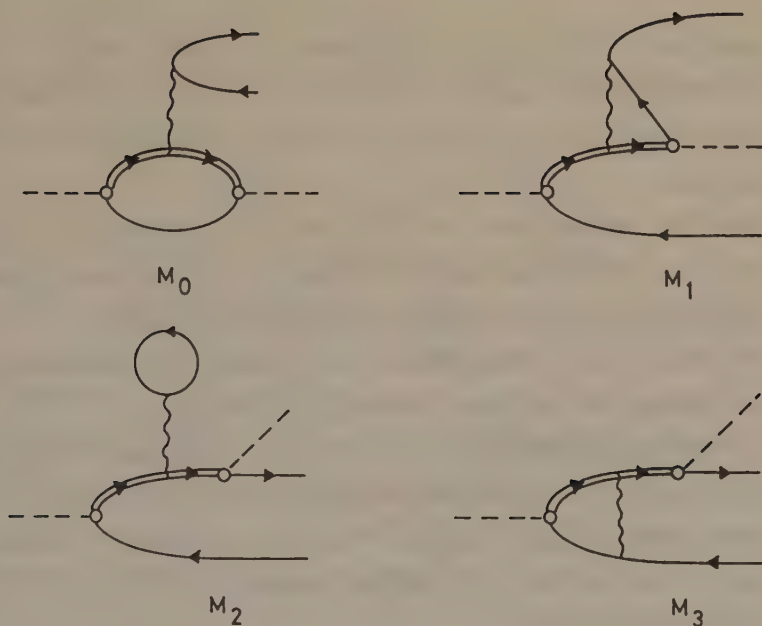


Fig.11: Die 4 grundlegenden Prozesse für eine Teilchen-Loch-Anregung unter Einfluß einer Δ -N-Wechselwirkung. (Gestrichelt: Pionen; ausgezogen: Nukleonen; doppelt: Δ 's; geschwungen: Δ -N-Wechselwirkung) <Hir-83>

und auf Pion-Kern-Reaktionen wurde kürzlich vorgenommen <Hir-83> und liefert u.a. quantitative Ergebnisse für den hier interessierenden Vergleich von (π^+, π^+p) - zu (π^-, π^-p) -Wirkungsquerschnitten an 0-16. Im folgenden sei der Weg, die wichtigsten Annahmen und die qualitativen Ergebnisse dieser Untersuchung kurz dargestellt:

Die Δ -Kern-Wechselwirkung wird erzeugt durch eine effektive Δ -N 2-Körper-Wechselwirkung, die sich in einer Partialwellenentwicklung auf einige Starkeparameter begrenzen läßt. Ohne Zugrundelegung eines speziellen Modells

werden für die vier grundlegenden Prozesse (Fig.11) die 2-Körper-Matrixelemente entwickelt und nach ihren Transformationseigenschaften im Spin- und Konfigurationsraum klassifiziert.

Unter der Annahme einer nullreichweitigen Δ -N-Wechselwirkung und der Behandlung des Δ -Propagators "in closure" lassen sich daraus dann die Kernmatrixelemente entwickeln.

Sie zeigen die Unterschiede auf zwischen Impulsnäherung (1.Ordnung) und Δ -N-Wechselwirkung (2.Ordnung):

Die Übergangsformfaktoren für Prozesse 2.Ordnung enthalten zusätzlich die Dichtefunktion, was sich in einer schwächeren Abhängigkeit dieser Faktoren vom Impulstransfer auswirkt. Zusätzlich ändert die Δ -N-Wechselwirkung die Winkel- und Isospinabhängigkeit.

Die weitere Betrachtung der Kernmatrixelemente zeigt, daß, falls nur eine Δ -N-Wechselwirkung mit Isospin $T=2$ vorliegt, der 2. Ordnungsterm dieselbe Isospinabhängigkeit vom Endzustand hat wie die Impulsnäherung. In diesem Fall würde das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für π^+ und π^- -induzierte "knock-out"-Reaktionen dasselbe sein wie für die freie Streuung. Die $T=1$ Komponente zeigt dieses Verhalten nicht und liefert somit Möglichkeiten der Interferenz von 1.Ordnung und 2.Ordnung und damit Isospinverhältnisse, die von der freien πp -Streuung abweichen.

Während die Summe der Komponenten durch die Messung der inelastischen Pionstreuung bereits gut bekannt ist ("spreading"-Potential), ist die Größe der einzelnen Komponenten noch weitgehend unbestimmt.

Mit der Messung der Isospinverhältnisse in der $(\pi^+, \pi^+ p)$ -

Streuung ergibt sich jetzt die Möglichkeit, die $T=1$ Komponente von der $T=2$ Komponente in der Δ -N-Wechselwirkung zu trennen.

Um jedoch quantitative Ergebnisse zu erhalten, sind noch weitere Vereinfachungen und Annahmen nötig:

Im Modell für die Δ -N-Wechselwirkung wird nur ein s -Anteil ($T=1$, $S=2$) und eine nullreichweitige Kraft angenommen. Entsprechend den Ergebnissen aus der Betrachtung über die elastische Streuung im selben Formalismus <Hir-83> werden die Prozesse M2 und M3 (Fig.11) zusammengefaßt und mittels eines 'verzerrten' Δ -Propagators beschrieben. Das theoretische Verhältnis R für die Reaktion (π^+, π^+p) zu (π^-, π^-p) an O-16 berechnet sich dann aus den Stärken von 1.Ordnung (S_1) und 2.Ordnung(S_2) zu

$$R = R_{\text{free}} * \frac{S_1}{S_1 + S_2},$$

wobei vereinfachend angenommen wurde, daß für die Reaktion (π^+, π^+p) 2. Ordnungseffekte keine Rolle spielen, da die Impulsnäherung einen um den Faktor R_{free} (~ 9 = Isospinverhältnis) größeren Wirkungsquerschnitt als für die Reaktion (π^-, π^-p) vorgibt.

Der Faktor R_{free} wird explizit bestimmt unter den kinematischen Bedingungen des πp -Systems im Fall der freien Streuung, da Abweichungen vom Wert 9 auftreten können <Ste-80>.

Mittels eines Computerprogramms <Len-83> wurden die nach diesem Modell zu erwartenden Verhältnissen in Abhängigkeit von den kinematischen Gegebenheiten der Reaktion berechnet. Zur Beschreibung der Kernwellenfunktionen diente ein

einfaches harmonisches Oszillatorpotential mit einem Stärkeparameter von 1.7. Das "spreading"-Potential wurde fest vorgegeben mit einem Wert von -50-150 MeV. Die sonstigen Eingabegrößen bestanden in den Energien des einlaufenden und gestreuten Pions und den Winkeln von Pion und Proton. Entsprechend dem zu untersuchenden Zustand im Restkern wurden Q-Wert und Drehimpuls definiert. Variiert und an die experimentellen Ergebnisse angepaßt wurde nur das Restpotential mit seinem Real- und Imaginärteil, das in dem Programm die $T=1$ -Komponente der Δ -Kern-Wechselwirkung bestimmte.

5. ERGEBNISSE UND DISKUSSION

Gemessen und analysiert wurde die Reaktion $O-16(\pi^{\pm}, \pi^{\pm}p)N-15$ bei einer Einschußenergie von 240 MeV und Pionenstreuwinkeln von 35° , 60° und 130° (alle Angaben im Laborsystem). Der Bereich der gemessenen Energien der gestreuten Pionen und der horizontale Protonenstreuwinkel variierte je nach den experimentellen Bedingungen:

- Für π^+ bei 60° und 130° wurde der gesamte Pionenenergiebereich von ca. 30 MeV bis zur maximalen Energie von ca. 200 MeV und der Protonenstreuwinkel in einem Bereich von ca. 120° horizontal um den quasi-freien Streuwinkel (=Rückstoßwinkel der Protonen ohne Fermiimpuls) herum vermessen.
- Bei 35° Pionenstreuwinkel genügte ein Bereich von 120 - 180 MeV, um den gesamten Energiebereich der quasi-freien gestreuten Pionen abzudecken; auch wurde hier nur in einem Winkelbereich von 50° um den quasi-freien Streuwinkel der Protonen herum gemessen.
- Bei π^- beschränkte sich der gemessene Protonenwinkelbereich auf die zentrale Stellung des Proton-Arms (d.h. eine Winkelbereich von 50°).
- Der vertikale Protonenwinkelbereich erstreckte sich immer von -25° bis $+25^{\circ}$ relativ zur Streuebene.
- Kam ein Teleskop des Proton-Arms in den Bereich des ungestreuten Strahles, so wurde ein Winkelbereich von $\pm 8^{\circ}$ horizontal und vertikal um die Strahlachse von der Auswertung ausgeschlossen.

Im folgenden werden die unter diesen Bedingungen erhaltenen Resultate vorgestellt, soweit möglich mit theoretischen

Rechnungen verglichen und versucht, weiterführende Ergebnisse zu extrahieren. Zuerst soll aber die Art der Reaktion geklärt und die Aufteilung der Missing-Mass in verschiedene Bereiche definiert werden.

5.1 Die quasi-freie Reaktion

In Fig.12(a+b) sind die erhaltenen Missing-Mass-Spektren für π^+ und π^- in Abhängigkeit vom Rückstoßimpuls des Restkerns aufgetragen. Als Vergleich dazu zeigt Fig.12(c) die Spektren, wie sie aus der Reaktion $O-16(e,e'p)$ <Mou-79> erhalten wurden. Die Spektren in Fig.12(a) und Fig.12(c) zeigen dabei ein sehr ähnliches Verhalten:

- die relative Stärke der zwei Zustände bei 12 und 19 MeV beträgt für π^+ in etwa 1:1.5, was ungefähr dem Verhältnis der Zahl der Protonen in der $p(1/2)$ - und $p(3/2)$ -Schale in O-16 (2:4) entspricht. Das etwas zu kleine Verhältnis für π^- wird später noch diskutiert.

- ihre Anregungsstärke ist groß unter kinematischen Bedingungen nahe den für eine quasi-freie Reaktion erwarteten und fällt stark ab für Impulse des Restkerns über 200 MeV/c.

Wir identifizieren deshalb entsprechend den $(e,e'p)$ -Spektren den Zustand bei 12 MeV Missing-Mass mit dem direkten "knock-out"-Prozeß an der $p(1/2)$ -Schale ($N-15_{g.s.} (1/2)^-$), den bei 19 MeV mit einem $p(3/2)$ -Schalen-"knock-out" ($N-15 (3/2)^-$ bei 6.3 MeV Anregungsenergie). Letzterer enthält allerdings Anteile eines $3/2^-$ -Zustandes bei 10.8 MeV Anregungsenergie und eventuell von weiteren Zuständen zwischen 5 und 15 MeV, die nicht über eine direkte Reaktion an der $p(3/2)$ -Schale erreicht werden können.

Der Bereich höherer Anregungsenergien, der in der $(e,e'p)$ -Messung als $s(1/2)$ -Schalen-"knock-out" identifiziert werden konnte, zeigt in der (π^+, π^+p) -Messung nicht das signifikante Verhalten der relativ große Stärke nur bei niedrigen Impulsen des Restkerns. Wegen der relativ geringen freien

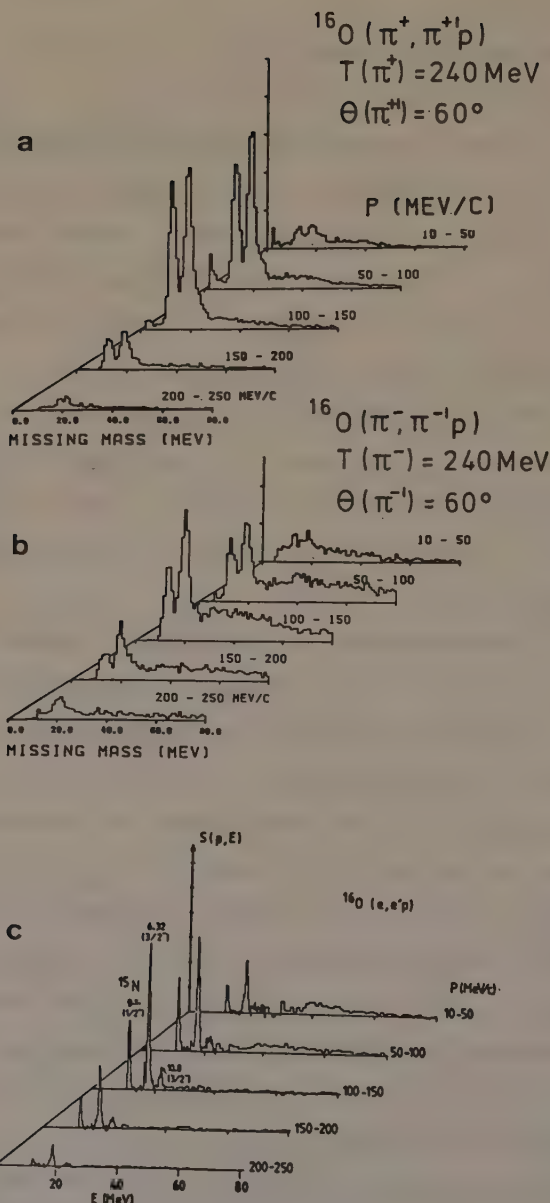


Fig.12: Vergleich der Missing-Mass-Spektren für verschiedene Impulsbereiche des Restkerns (P).

- a) $\{\pi^+, \pi^+ p\}$
- b) $\{\pi^-, \pi^- p\}$
- c) $\{e, e' p\}$ <Mou-79>

Angegeben ist in allen Fällen der Wirkungsquerschnitt in relativen Einheiten.

Weglänge eines positiven Pions im Kern von $1/2 - 1$ fm <Ing-82> ist die Wechselwirkung auf die äußeren Schalen konzentriert. Qualitative Rechnungen im DWIA-Formalismus <Ree-82> bestätigen die Oberflächenlokalisation für die $(\pi, \pi'p)$ -Reaktion im Gegensatz zu $(e, e'p)$, die mehr im Kerninneren stattfindet. Die trotzdem in diesem Bereich anzutreffende Stärke ist deshalb nur zum Teil auf eine direkte "knock-out"-Reaktion an der starkgebundenen s-Schale zurückzuführen. Der andere Teil wird erzeugt durch Anfangs- und Endzustandswechselwirkungen von Pion und Proton und durch Mehrstufenprozesse.

Dies wird noch deutlicher bei einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte für π^+ und π^- (Fig.12(a-b)), wo die π^- -Reaktion im Verhältnis eine deutlich höhere Stärke für höhere Anregungsenergien zeigt. Im Gegensatz zu π^+ ist für π^- der dominierende Mechanismus die Reaktion an einem Neutron, das bei einem Ladungsaustausch mit einem Proton aber in der koinzidenten Messung nachgewiesen wird.

Für die Präsentation von Wirkungsquerschnitten wurde das Missing-Mass-Spektrum in drei Bereiche aufgeteilt und entsprechend bezeichnet: $p(1/2)$ für den direkten $p(1/2)$ -Schalen-"knock-out" (Anregungsenergie < 3 MeV = Missing-Mass von 7 - 15 MeV), $p(3/2)$ für den "knock-out" an der $p(3/2)$ -Schale (3 MeV $<$ Anregungsenergie < 15 MeV) und "s" für die anderen Reaktionen (Anregungsenergie > 15 MeV).

5.2 Vergleich mit inklusiver Messung

Durch die beschriebene Art der Extrapolation der Daten über den gemessenen Protonenstreuwinkelbereich hinaus (s.Kap. 3.2 und Anhang D) ist es möglich, die darauf korrigierten Wirkungsquerschnitte (3-fach differentiell) direkt mit den Pionenenergiespektren der Messung $0-16(\alpha, \alpha')$ <Ing-83> zu vergleichen.

Fig.13 zeigt einen solchen direkten Vergleich für 60° Pionenstreuwinkel, wobei die koinzidenten Daten aufgespalten wurden in die Beiträge eines direkten p-Schalen-"knock-outs" ($p(1/2)$ und $p(3/2)$ summiert) und des mehr diffusen "s"-Bereichs. Die geforderte minimale Protonenenergie von 35 MeV zeigt sich vor allem in dem steilen Abfall des Wirkungsquerschnitts für den p-Bereich bei hohen Pionenenergien, der sich ansonsten noch 35 MeV über die jetzige Endpunktsenergie hinauserstrecken würde. Unter Einschluß dieser Korrektur ergibt die quasi-freie Reaktion an der p-Schale eine relativ lokalisierte Verteilung mit einer Fußbreite von ca. 130 MeV (70 MeV bei halber Höhe), verursacht durch die Fermibewegungen der Protonen im Kern, und dem Maximum ca. 15 MeV niedriger als für die freie πp -Streuung. Nicht so der "s"-Bereich, der sich von der Schwellenenergie bis zur minimalen Pionenenergie relativ monoton erstreckt.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von koinzidenter zu inklusiver Messung ergibt: im Maximum des p-Bereichs 50% (bei 165 MeV), für den niederenergetischen "s"-Bereich etwa 15% (bei 75 MeV). Sind in der inklusiven Messung je ca. 10% verursacht durch πn -Wechselwirkungen, durch das Heraus-schlagen schwererer Fragmente (vor allem Deuteronen) und

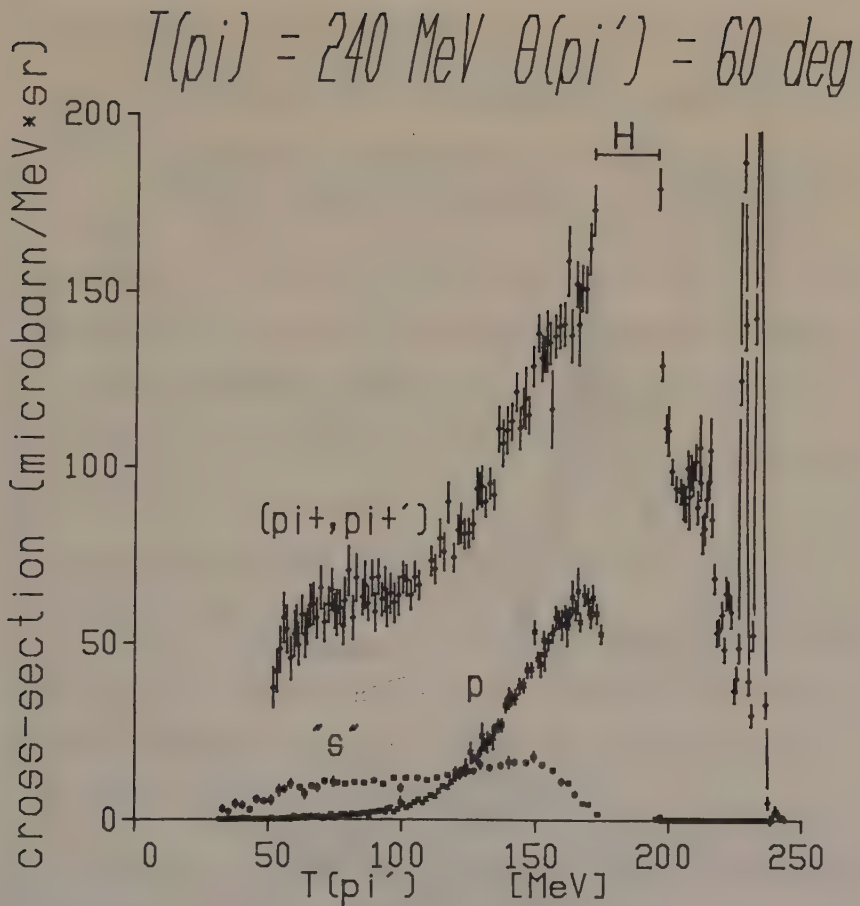


Fig.13: 3-fach differentielle Wirkungsquerschnitt bei 60° Streuwinkel für die Reaktion (π, π') und für die auf den endlichen Protonenraumwinkel korrigierten koinzidenten Spektren der p- und "s"-Bereiche gegen die Energie der gestreuten Pionen. Die Lücke in den Daten ("H") entspricht dem Energiebereich der Streuung an Wasserstoff. Für koinzidente Daten wurde eine minimale Protonenenergie von 35 MeV gefordert.

durch Vielfachstreuungen des Pions, so bleiben im p-Bereich noch ca. 20% und im "s"-Bereich noch 55%, die durch andere Prozesse für die koinzidente Messung verloren gehen. Die 20% im p-Bereich können erklärt werden durch Endzustandswechselwirkungen des Protons (z.B. (p,n)-Reaktionen), während zur Erklärung der 55% noch ein beträchtlicher Anteil von Mehrstufenprozessen (Ladungsaustausch) oder von mehreren quasi-freien Streuungen des Pions angenommen werden muß, die das Proton nicht mehr den Detektor erreichen lassen.

Fig.14 zeigt hierzu einen direkten Vergleich des "s"-Bereichs mit einem Pionenenergiespektrum, wie es für die doppelte Ladungsaustauschreaktion (π^+, π^-) an 0-16 <Mis-80> erhalten wurde (bei 50° Streuwinkel; angepaßt an dem "s"-Bereich bei 75 MeV), die als typische Zwei-Stufenreaktion aufgefaßt werden kann:



Subtrahiert man diesen Anteil von der gemessenen Stärke des "s"-Bereichs, so verbleibt eine Wirkungsquerschnittsverteilung, die der des p-Bereichs sehr ähnelt. Das Maximum dieser Verteilung entspricht einer Anregungsenergie des Restkerns von ca. 25 MeV und legt damit die Interpretation dieses Teils des "s"-Bereichs als direkte "knock-out"-Reaktion an der s-Schale nahe.

Ebenfalls in Fig.14 eingezeichnet ist eine theoretische Berechnung des quasi-freien Wirkungsquerschnitts im A-Loch-Formalismus für die inklusive Messung <Thi-82>, angepaßt am Maximum des Wirkungsquerschnitts des p-Bereichs (Anpassungsfaktor = 0.32). Die Übereinstimmung mit dem p-Bereich ist für den vergleichbaren Teil des Spektrums sehr gut, der etwas zu niedrige Wirkungsquerschnitt des p-Bereichs bei

0-16 (π^+ , π^+p)

$T(\pi) = 240 \text{ MeV}$ $\theta(\pi') = 60 \text{ deg}$

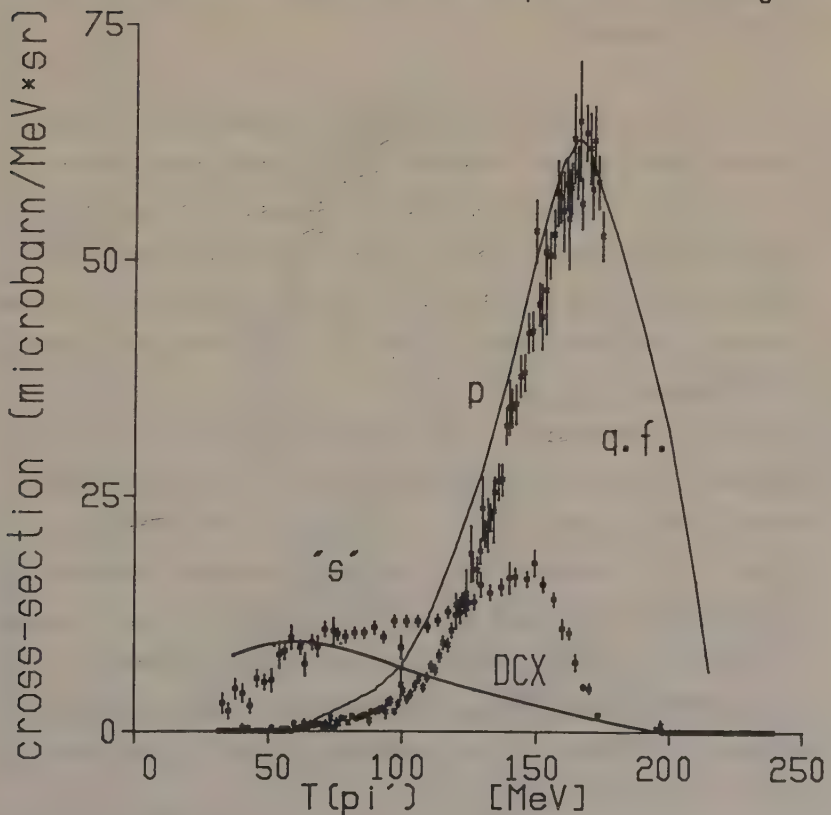


Fig.14: Koinzidente Daten aus Fig.13 im Vergleich mit angepaßten Wirkungsquerschnitten der Ladungsaustauschreaktion (DCX) und der theoretischen quasi-freien Reaktion (q.f.).

niedrigen Energien kann durch entsprechende Anteile des direkten s-Schalen-"knock-outs" erklärt werden.

Damit bestätigt sich die Interpretation der inklusiven Messung <Ing-83>, daß zwei verschiedene Reaktionsmechanismen die Spektren in der Reaktion $O-16(\pi, \pi')$ verursachen: zum einen die quasi-freie Reaktion mit einem kinematischen Verhalten ähnlich der πp -Streuung, zum anderen Mehrstufenprozesse, die vor allem den niederenergetischen Teil des Spektrums ausmachen.

Bei einem Pionenstreuwinkel von 130° haben sich die kinematischen Verhältnisse geändert: ein quasi-frei gestreutes Pion verliert typisch über 100 MeV, weshalb die Bereiche des direkten "knock-outs" und der anderen Wechselwirkungen kinematisch nicht mehr getrennt sind. Fig.15 zeigt wieder einen direkten Vergleich des p- und "s"-Bereichs mit der inklusiven Messung.

Auch hier liefert die direkte Reaktion an der p-Schale den Hauptanteil des Wirkungsquerschnitts mit allerdings deutlich höheren Anteilen des "s"-Bereichs als für 60° Pionenstreuwinkel. Die Fußbreite des p-Bereichs bestimmt sich hier zu ca. 150 MeV (~ 60 MeV bei halber Höhe) und umfaßt im Maximum (85 MeV) ca. 31%, bei niedrigeren Energien (50 MeV) ca. 13% des inelastischen Wirkungsquerschnitts. Für den "s"-Bereich ergeben sich entsprechende Anteile von 24% (bei 85 MeV) und 25% (bei 50 MeV).

Ein Vergleich des "s"-Bereichs mit dem Wirkungsquerschnitt der Ladungsaustauschreaktion bei 130° <Mis-80> unter Benutzung desselben Anpassungsfaktors wie für 60° (Fig.16) gibt Aufschluß über den identifizierbaren Anteil von Mehr-

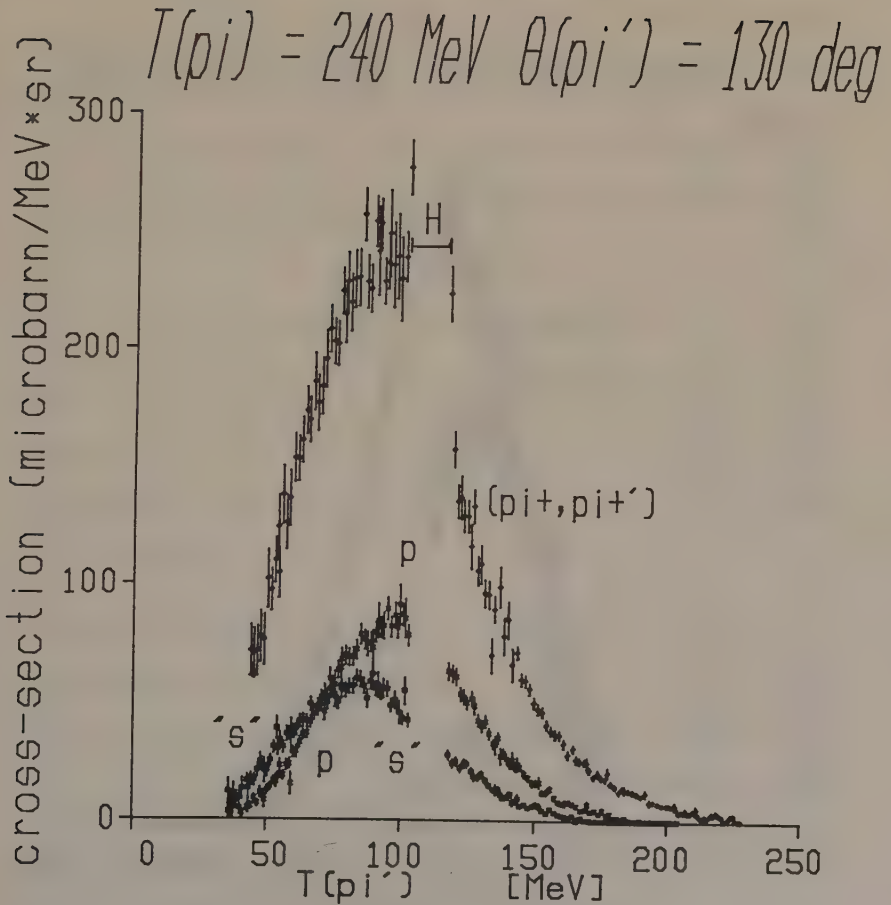


Fig.15: wie Fig.13, jedoch 130° Pionenstreuwinkel

0-16 (π^+ , π^+p)

$T(\pi) = 240 \text{ MeV}$ $\theta(\pi') = 130 \text{ deg}$

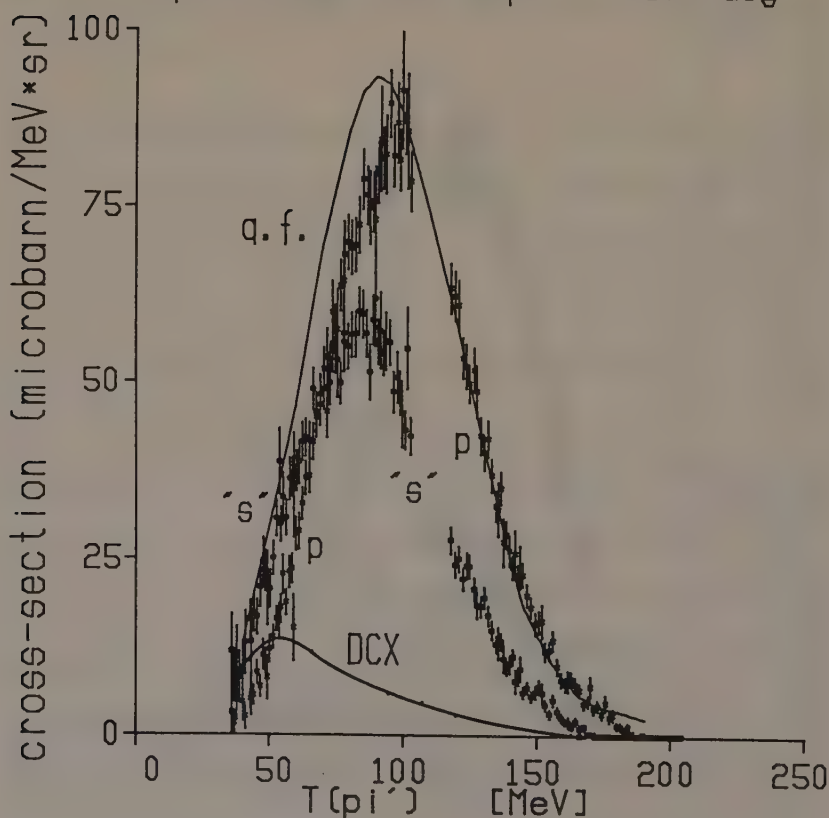


Fig.16: wie Fig.14, jedoch 130° Pionenstreuwinkel

stufenprozessen des Pions in diesem Bereich. Die Anpassung der theoretischen quasi-freien Wirkungsquerschnitte $\langle \text{Thi-82} \rangle$ am Maximum der Verteilung des p-Bereichs zeigt wieder eine sehr gute Übereinstimmung des Verlaufs (Anpassungsfaktor = 0.31) im höherenergetischen Teil des Spektrums. Wegen des relativ starken Anteils von direkten Reaktionen an der s-Schale ist ein Vergleich im niederenergetischen Bereich schwierig. Unter Einschluß des "s"-Bereichs, ohne den eingezeichneten Anteil des doppelten Ladungsaustausches, ergibt sich ein Anpassungsfaktor für den theoretischen quasi-freien Wirkungsquerschnitt von 0.45.

Bei 35° Pionenstreuwinkel beschränkt die geforderte minimale Protonenenergie den vermessenen Bereich auf das niederenergetische Ende der quasi-freie gestreuten Pionen (Fig.17). Die Reduktion irgendwelcher Verhältnisse von koinzidenter zu inklusiver Messung scheint deshalb hier nicht angebracht.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß im Maximum der Pionenenergieverteilung jeweils ca. 50% der inelastischen Reaktionstärke durch einen direkten "knock-out" von Protonen verursacht und in der koinzidenten Messung nachgewiesen werden. Nimmt man noch die nicht nachgewiesenen "knock-out"-Produkte hinzu (Neutronen, Neutronen nach einem Ladungsaustausch der Protonen, Deuteronen etc), so ist die direkte "knock-out"-Reaktion für ~80% der inelastisch gestreuten Pionen verantwortlich und damit der dominierende Prozeß der Pion-Kern-Streuung an O-16.

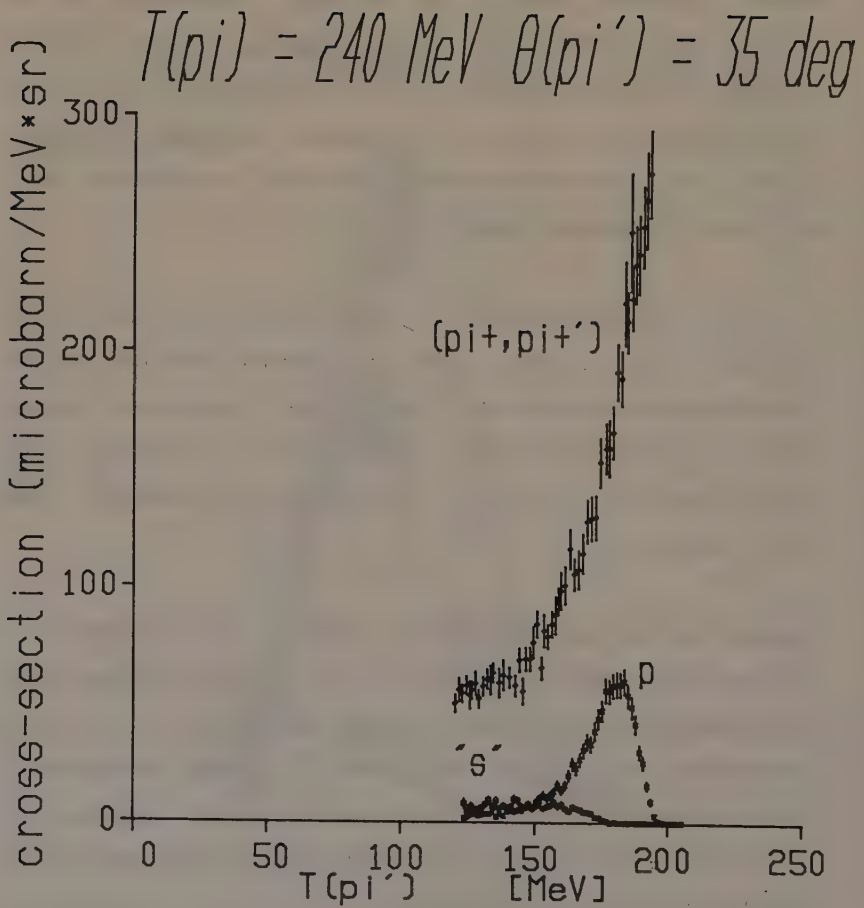


Fig.17: wie Fig.13, jedoch 35° Pionenstreuwinkel

5.3 Winkelabhängigkeit der Rückstoßprotonen

Nachdem bis jetzt nur Wirkungsquerschnitte im Vergleich zur inklusiven Messung betrachtet wurden, soll im folgenden von der Abhängigkeit des Streuwinkels der Protonen die Rede sein. Die möglichen Fehler in den Korrekturfaktoren für den Protonenraumwinkel fallen damit weg und gestatten somit einen unkorrigierten Vergleich von gemessenen 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitten mit theoretischen Rechnungen der koinzidenten Reaktion. Pionenenergiespektren werden dabei verglichen mit den Ergebnissen von Roos <Roo-83>, Protonenwinkelabhängigkeiten bei festen Pionenenergien mit Rechnungen nach Levin und Eisenberg <Lev-81>.

Fig.18 zeigt für 60° Pionenstreuwinkel die Wirkungsquerschnitte für $(\pi^+, \pi^+ p)$ in Abhängigkeit von der Energie der gestreuten Pionen in den drei Zeilen für die drei Bereiche $(p(1/2), p(3/2)$ und "s"), in den Spalten für die drei Teleskope des Proton-Arms. Jedes Teleskop umfaßt dabei einen Winkelbereich von ca. $\pm 7.5^\circ$ horizontal und $\pm 25^\circ$ vertikal, mit dem mittleren Teleskop in etwa im Zentrum der quasi-frei gestreuten Protonen. Zwar entspricht die Form der Pionenenergiespektren in etwa denen in Fig.13, jedoch zeigt sich ein deutlicher Abfall der Reaktionsstärke in den beiden äußeren Teleskopen für die p-Bereiche, wenn auch nicht in gleichem Maße. Die beobachtbare Verschiebung der Spektren mit dem Protonenstreuwinkel erklärt sich dabei anschaulich daraus, daß das Herauslagern eines Protons in einen größeren Streuwinkel mehr Energie erfordert und damit für das Pion weniger Energie übrig bleibt. Der "s"-Bereich

$$O-16(p i^+, p i^+ p)$$

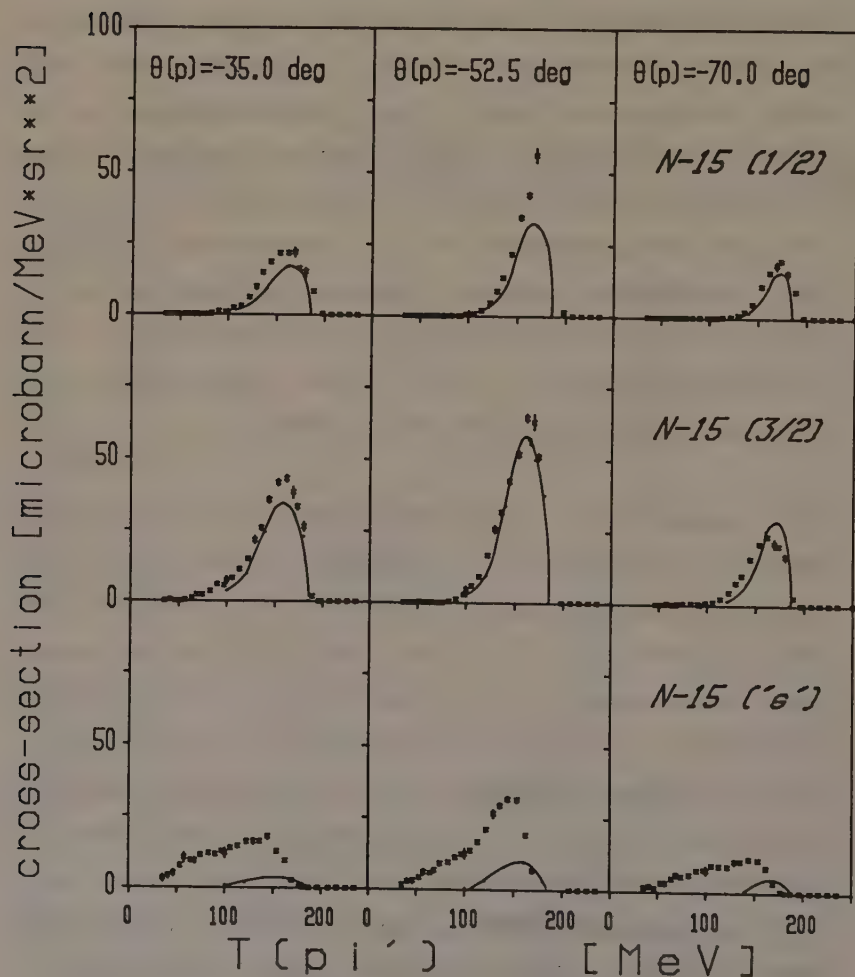
$$T(p i) = 240 \text{ MeV} \quad \theta(p i') = 60 \text{ deg}$$


Fig.18: Verteilung der 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitte für 60° Pionenstreuwinkel und π^+ über die drei Bereiche (Zeilen) und die drei Teleskope (Spalten). Die angegebenen Winkel entsprechen den mittleren Teleskopwinkeln. Die durchgezogenen Linien zeigen die Resultate einer DWIA-Rechnung <Roo-83>.

dagegen zeigt nur für hohe Pionenenergien (~ 140 MeV) einen Abfall, während er bei niedrigeren Energien praktisch gleich bleibt und zu kleineren Streuwinkeln sogar leicht ansteigt. Damit bestätigt sich auch im Protonenstreuwinkel die Interpretation dieses niederenergetischen Bereichs als verursacht durch eine Mehrstufenreaktion des Pions, die zu einer nahezu isotropen Verteilung der herausgeschlagenen Protonen führen sollte.

Zum Vergleich sind in Fig.18 die Ergebnisse einer faktorisierten DWIA-Rechnung <Roo-83> eingezeichnet, die in ähnlichem Formalismus wie in Kap.4.1 beschrieben durchgeführt wurden, allerdings mit dem Unterschied, daß die Streumatrix bei den asymptotischen Impulsen von Pion und Proton im Endzustand ermittelt wurde. Die eingezeichneten Kurven entsprechen gemittelten Werten über den Raumwinkel der Teleskope, wurden jedoch bei einem um $+2.5^\circ$ verschoben Streuwinkel durchgeführt. Der Vergleich mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten zeigt eine relativ gute Reproduktion der Form der Pionenenergieverteilung in den p-Bereichen, wenn auch die theoretischen Werte meist um typisch 20% zu niedrig liegen. Auffallend ist die Diskrepanz des $p(1/2)$ -Bereichs für das zentrale Teleskop bei Energien leicht unterhalb der Pionenenergie der freien Streuung (erkennbar an der Lücke in den Daten), die aber auch auf verbleibende Reste von Mehrfachstreuungen des Pions (s.Kap. 3.2.4) in den koinzidenten Daten zurückgeführt werden kann. Für den "s"-Bereich zeigt die Rechnung deutlich zu niedrige Werte, ist aber in Übereinstimmung mit obiger Interpretation, da nicht-direkte Reaktionen in der Rechnung nicht enthalten sind.

Durch die "Flügel"-Messungen ist es möglich, den Verlauf der Anregungsstärke für die einzelnen Bereiche auch außerhalb der bisher betrachteten Protonenstreuwinkelbereiche zu erhalten. Fig.19 zeigt die Verteilung der Wirkungsquerschnitte gegen den Rückstoßwinkel der Protonen jeweils für das Maximum im Wirkungsquerschnitt der drei Bereiche zusammen mit den Resultaten einer nicht-faktorierten DWIA-Rechnung (s.Kap. 4.1 und <Lev-81>).

Deutlich zeigt sich in den Daten, daß die Winkelverteilung der Protonen in den p-Bereichen sich auf den gemessenen Winkelbereich beschränkt, während sie sich in dem "s"-Bereich auch noch darüber hinaus fortzusetzen scheint. Die mittleren Datenpunkte enthalten zu einem Teil sicher wieder Anteile aus dem Abfall der Wasserstoffstreuung; sie sollten deshalb nur bedingt zu einem Vergleich mit der Theorie herangezogen werden. Leicht verschiedene Protonenwinkel zwischen den "Flügel"-Messungen und der zentralen Messung können die nicht immer übereinstimmenden Datenpunkte für die überlappenden Bereiche erklären.

Die theoretischen Werte wurden durch Mittelung über mindestens 12 gleichmäßig verteilte Winkelpaare (θ, φ) pro Teleskop erhalten und sind in Fig.19 jeweils durch einen Linienzug verbunden. Obwohl die Form der Verteilung in etwa übereinstimmt, ergeben sich doch krasse Unterschiede in der Amplitude zwischen Theorie und Experiment.

Eine Erklärung dieser Diskrepanz zwischen den beiden theoretischen Rechnungen (Fig.18 und Fig.19) für die p-Bereiche ist schwierig. Das Programm von Levin und Eisenberg (s.Kap. 4.2) wurde in der vorliegenden Arbeit mit, an die Gegeben-

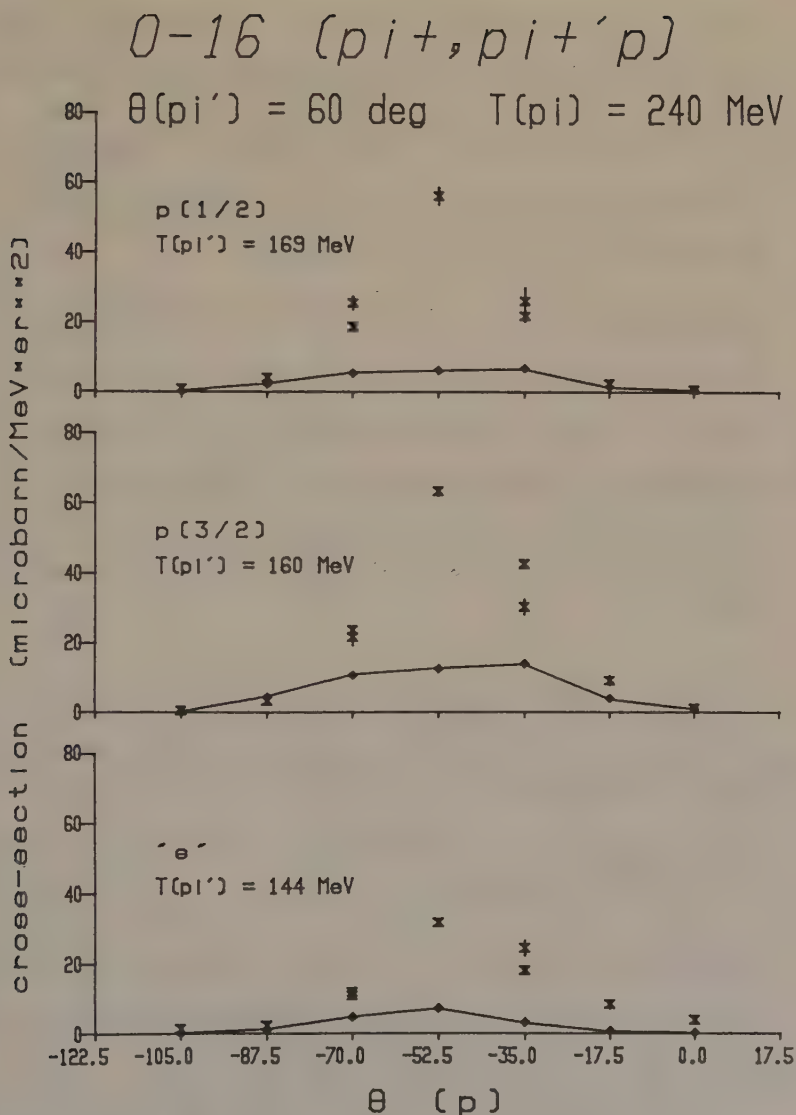


Fig.19: Protonenwinkelverteilung der Wirkungsquerschnitte bei 60° Pionenstreuwinkel im Maximum der Bereiche (mit $\sim 10 \text{ MeV}$ Breite bei den angegebenen Energien), jeweils für ein Teleskop. Der Linienzug verbindet die gemittelten Werte einer nicht-faktorierten DWIA-Rechnung (Kap. 4.2 und <Lev-81>).

heiten des Experiments, angepaßten Parametern benutzt, weshalb Fehler in den Eingabedaten ohne genaue Kenntnis der Programmstruktur nicht völlig auszuschließen sind, zum anderen schreiben auch die Autoren <Lev-81> 'the purpose of the present work is not to seek agreement with experimental data...'.

Für die Reaktion (π^- , π^-p) bei diesem Pionenstreuwinkel zeigt die Wirkungsquerschnittsverteilung (Fig.20) kaum signifikante Unterschiede für die beiden p-Bereiche, während der "s"-Bereich deutlich an Stärke gegenüber den anderen Bereichen gewonnen hat. Unterschiede im Detail werden sehr deutlich in den Verhältnissen der Wirkungsquerschnitte der π^+ - zu π^- -induzierten Reaktion, sie sollen aber später besprochen werden.

Bei 130° Pionenstreuwinkel zeigt die Stärkeverteilung der Reaktion (π^+ , π^+p) für die einzelnen Protonenwinkel (Fig.21) wieder eine ähnliche Verteilung wie für die integrierte Verteilung (Fig.15), allerdings zeigt sich deutlicher als für 60° Pionenstreuwinkel das Verhältnis von 1:2 für die relativen Stärken von p(1/2)- zu p(3/2)-Bereich und ein drastischerer Abfall der Wirkungsquerschnitte für Winkel, die um $\pm 17.5^\circ$ vom zentralen Protonenstreuwinkel entfernt sind.

Theoretische Rechnungen <Roo-83> liegen nur für den p(3/2)-Bereich vor und zeigen auch hier wieder eine relativ gute Übereinstimmung.

Der "s"-Bereich zeigt eine sehr ähnliche Verteilung wie der p(3/2)-Bereich mit auch in etwa den gleichen Stärkeverteilungen.

$$O-16(\pi^-, \pi^-' p)$$

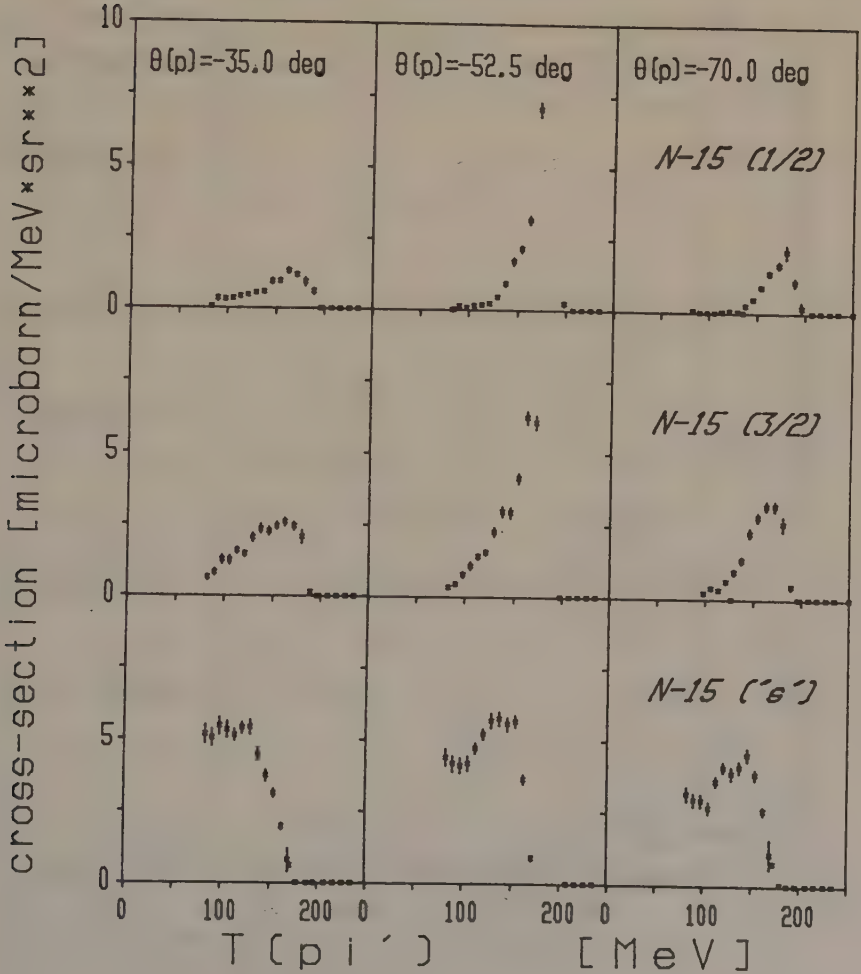
$$T(\pi^-) = 240 \text{ MeV} \quad \theta(\pi^-') = 60 \text{ deg}$$


Fig.20: wie Fig.18, jedoch π^-

$$O-16(p\pi^+, p\pi^+p)$$

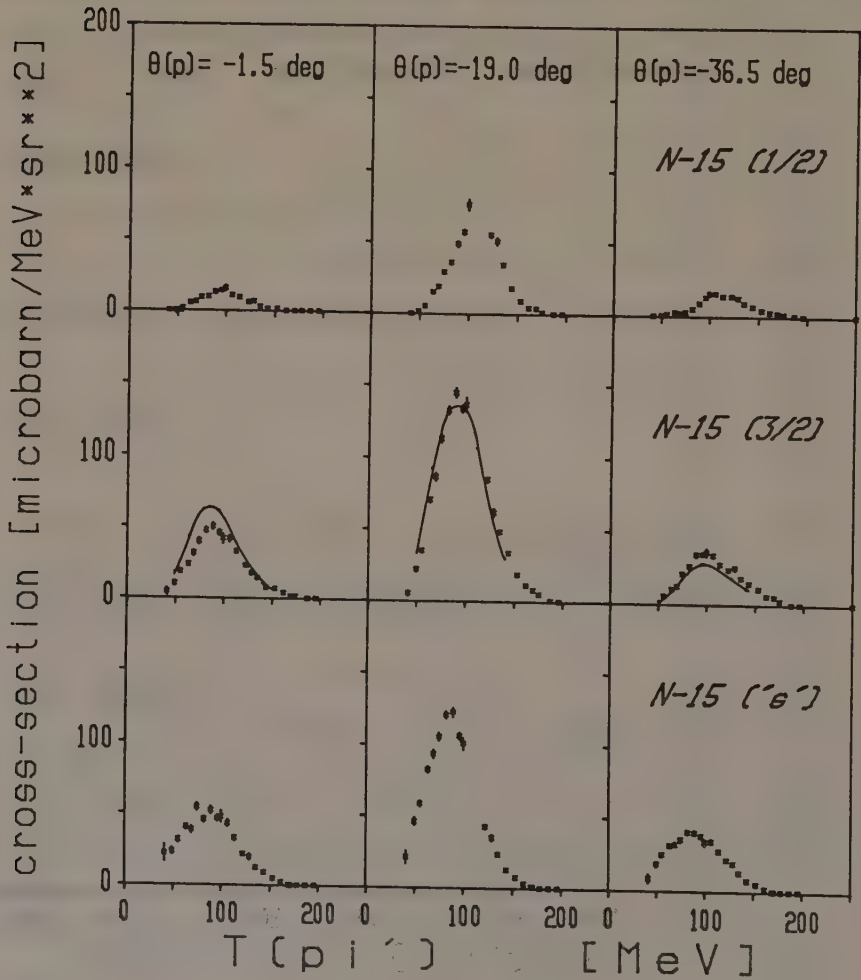
$$T(p) = 240 \text{ MeV} \quad \theta(p) = 130^\circ$$


Fig.21: wie Fig.18, jedoch 130° Pionenstreuwinkel

Für die angegebenen Pionenenergien zeigt Fig.22 wieder die Protonenwinkelverteilung unter Einschluß der "Flügel"-Messungen und im Vergleich dazu die gemittelten Ergebnisse der nicht-faktorierten DWIA Rechnung. Die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist in diesem Fall nicht mehr so drastisch.

Eine sehr ähnliche Form wie für π^+ sieht man auch in den Spektren der Reaktion $(\pi^-, \pi^+ p)$ (Fig.23), allerdings mit einem deutlich höheren Verhältnis des "s"-Bereichs zu den p-Bereichen.

Für die $(\pi^+, \pi^+ p)$ -Reaktion bei 35° Pionenstreuwinkel zeigt die Verteilung bei den verschiedenen Protonenstreuwinkeln (Fig.24) für die Bereiche $p(1/2)$ und $p(3/2)$ in etwa dasselbe Verhalten mit vergleichbarer Stärke. In dem "s"-Bereich beobachtet man, soweit der beschränkte Energiebereich dies erlaubt, ein ähnliches Verhalten wie bei 60° Pionenstreuwinkel: bei höheren Pionenenergien ist relativ mehr Stärke im mittleren Teleskop, bei niedrigeren Energien gibt es praktisch keine Differenzen zwischen den Teleskopen. Die eingezeichnete faktorisierte DWIA-Rechnung für den $p(3/2)$ -Bereich <Roo-83> erlaubt einen groben Vergleich, allerdings sind in dieser Rechnung die Einflüsse der minimalen Protonenenergie (35 MeV) nicht enthalten (im Gegensatz zu 60° Streuwinkel).

Bei der Reaktion $(\pi^-, \pi^+ p)$ ändert sich das Verhalten der Pionenenergieverteilung (Fig.25) dramatisch: der steile Anstieg für π^+ in den p-Bereichen zu höheren Energien verschwindet fast vollkommen. Im "s"-Bereich ist die Überhöhung im mittleren Protonenwinkelbereich praktisch in

0-16 (π^+ , π^+p)

$\theta(\pi') = 130^\circ$ $T(\pi) = 240$ MeV

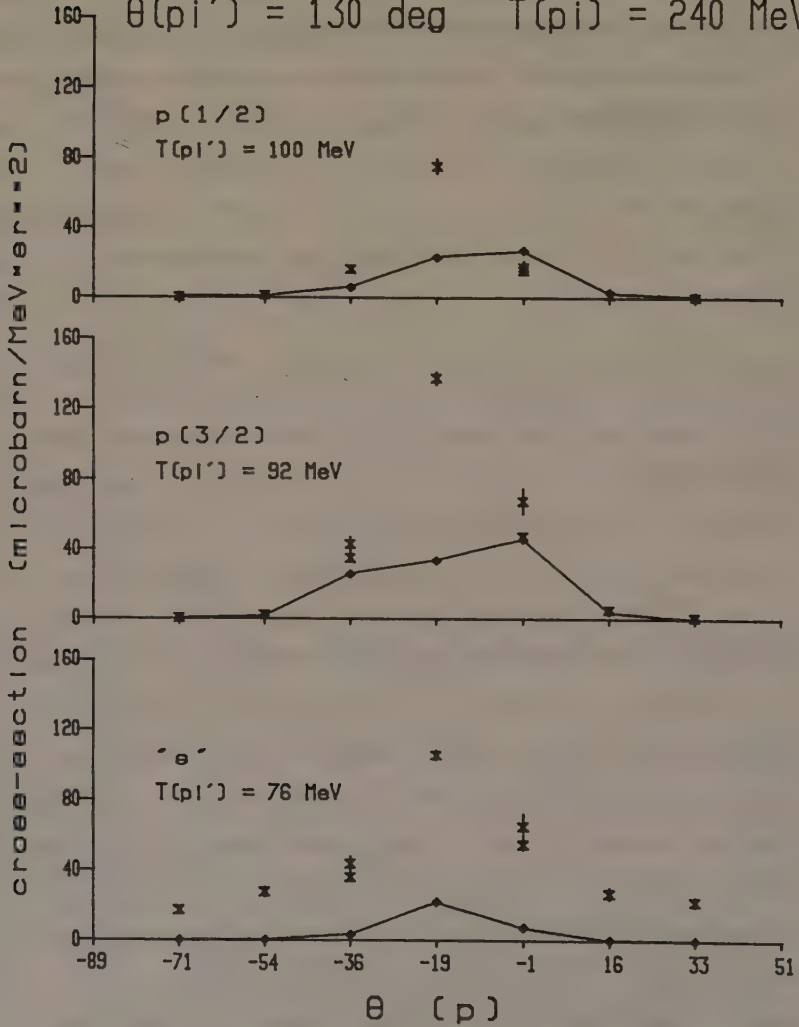


Fig.22: wie Fig.19, jedoch 130° Pionenstreuwinkel

$$0-16(\pi^-, \pi^-, p)$$

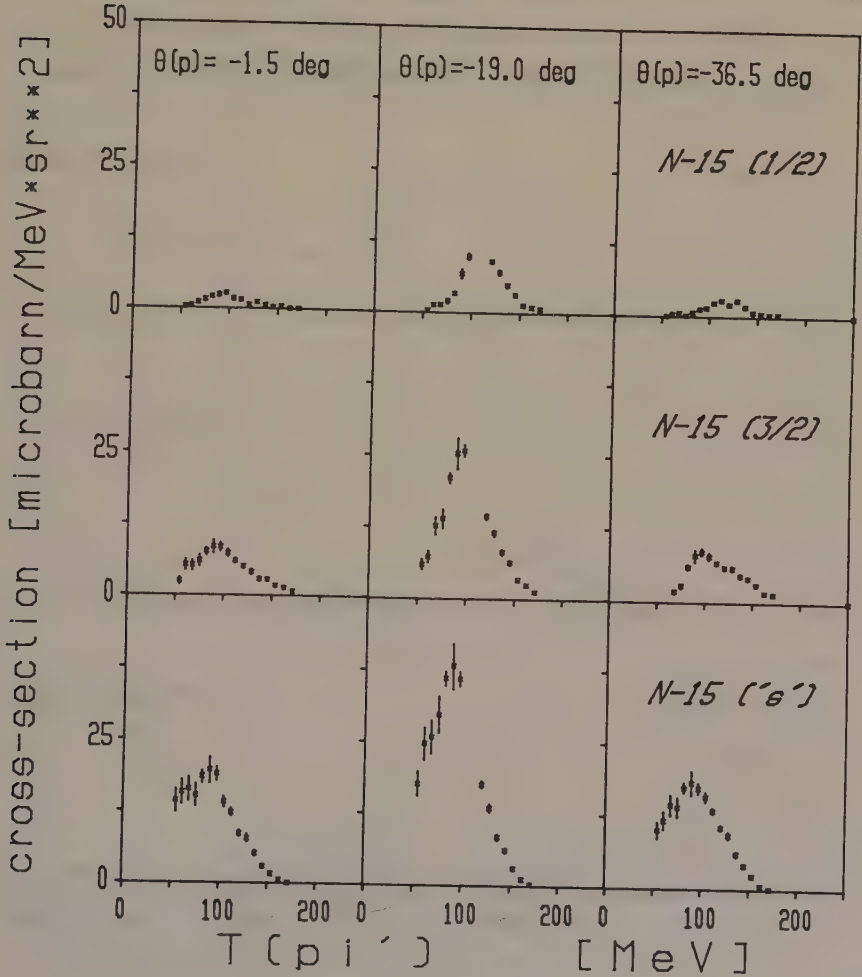
$$T(\pi) = 240 \text{ MeV} \quad \theta(\pi') = 130^\circ$$


Fig.23: wie Fig.20, jedoch 130° Pionenstreuwinkel

$$O-16(p\pi^+, p\pi^+p)$$

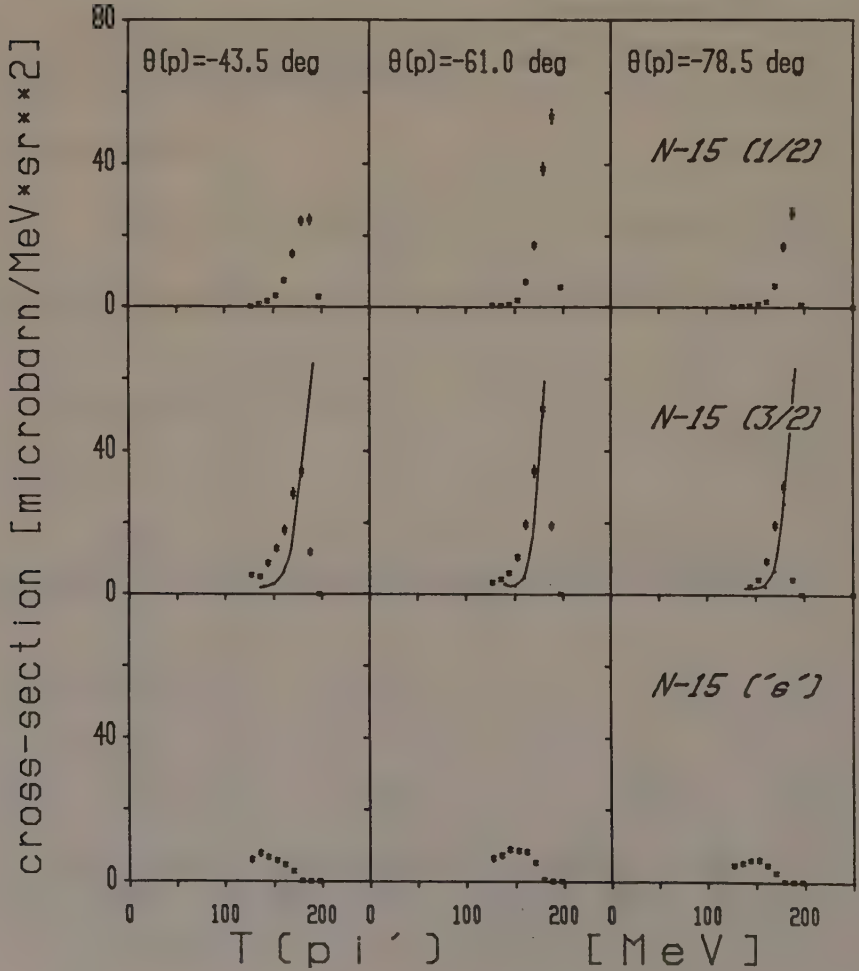
$$T(p\pi) = 240 \text{ MeV} \quad \theta(p\pi') = 35^\circ$$


Fig.24: wie Fig.18, jedoch 35° Pionenstreuwinkel

$$O-16(p_i-, p_i-'p)$$

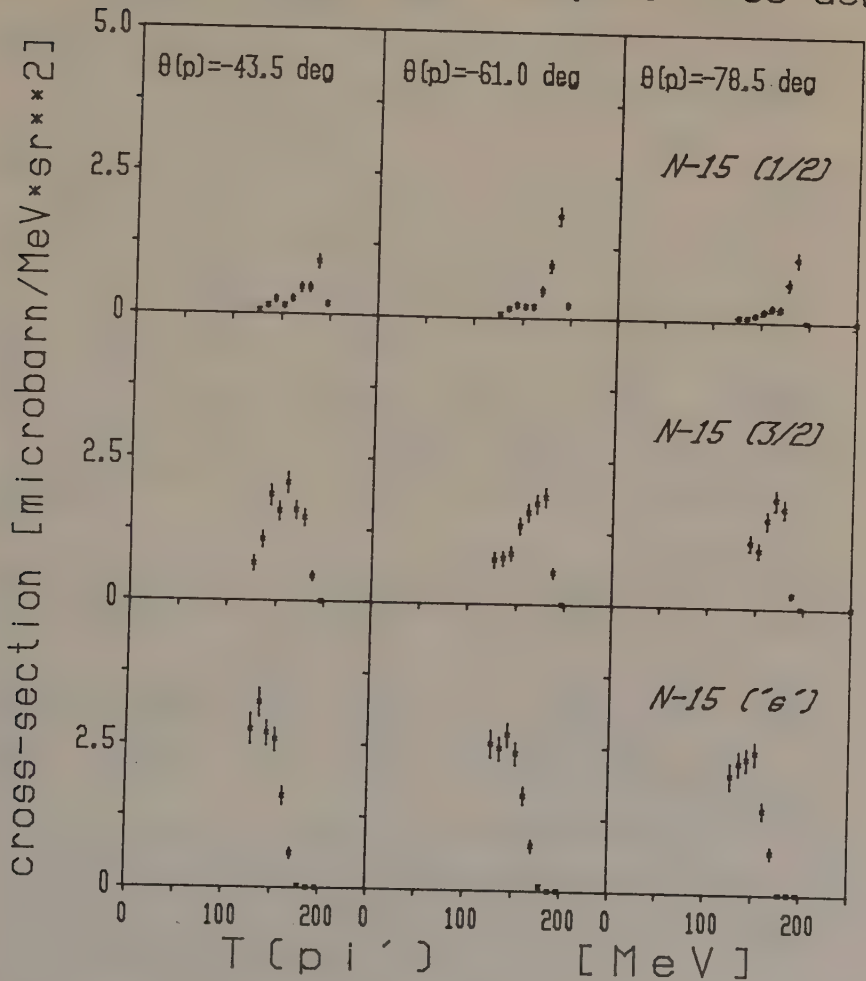
$$T(p_i) = 240 \text{ MeV} \quad \theta(p_i') = 35 \text{ deg}$$


Fig.25: wie Fig.20, jedoch 35° Pionenstreuwinkel

dem relativ höheren Anteil der Mehrfachstreuungen untergegangen.

Zusammenfassend kann über die vorgestellten Winkelverteilungen der Protonen für alle drei Pionenwinkel folgendes systematisches Verhalten festgestellt werden:

- Die relative Stärke zwischen den Wirkungsquerschnitten des $p(1/2)$ - und des $p(3/2)$ -Bereichs ändert sich für π^+ von dem Verhältnis 1:2 bei 130° zu $\sim 1:1$ bei 35° Pionenstreuwinkel.
- Die Breite der Winkelverteilungen der Protonen für die p-Bereiche nimmt für kleinere Pionenstreuwinkel zu.
- Im "s"-Bereich zeigt nur der Pionenstreuwinkel 130° das Verhalten einer direkten "knock-out"-Reaktion, bei den beiden anderen Winkeln können nur kleine Teile der Anregungsstärke als direkte Reaktion an der s-Schale identifiziert werden.

Das Verhalten läßt sich zu einem Teil rein aus kinematischen Gründen erklären, da der Impulstransfer bei rückwärtigen Pionenstreuwinkeln größer ist. Das Verschieben der Verhältnisse von $p(1/2)$ - zu $p(3/2)$ -Stärke kann durch den Einfluß einer Spin-Bahn-Kraft auf das Proton verursacht sein. <Lev-81>.

5.4 Isospinverhältnisse

Dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der quasi-freien Reaktion (π^+, π'^+p) zu (π^-, π'^-p) gilt seit einiger Zeit das besondere Interesse von Theoretikern <Ste-80, Hir-83> und Experimentatoren <Zio-79, Swe-78, Pia-82>, da es einen direkten Vergleich mit dem in der Impulsnäherung gegebenen Verhältnis der freien π^+p - zu π^-p -Streuung erlaubt. Die bisherigen Experimente bestimmten das Verhältnis allerdings nur ohne hinreichende Energieauflösung <Swe-78, Pia-82> oder nur für vereinzelte kinematische Punkte <Swe-78, Zio-79>, so daß Abweichungen vom freien Verhältnis <Zio-79> keine überzeugende theoretische Erklärung fanden. Kürzlich durchgeführte Rechnungen einer isospinabhängigen Kernkraft <Hir-83, Len-83> liefern hierfür jedoch eine mögliche Erklärung.

In Fig.26 ist das experimentell bestimmte Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen (π^+, π'^+p) zu (π^-, π'^-p) an 0-16 für 60° Pionenstreuwinkel gegen die Energie der gestreuten Pionen, wie es sich aus den einzelnen Spektren für π^+ und π^- ergibt (Fig.18 und Fig.20), aufgetragen.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die direkten Reaktionen zeigt dabei ein stark energieabhängiges Verhalten: Für die Reaktion an der $p(1/2)$ -Schale steigt das Verhältnis von dem Wert ~ 4 für Pionenenergien unter 100 MeV innerhalb nur 30 MeV auf ein π^+/π^- -Verhältnis von ~ 20 an. Der weitere Abfall auf Werte um 10 bei höheren Energien (~ 175 MeV) ist zumindest zum Teil auf den verbleibenden Rest von Streuungen an Wasserstoff zurückzuführen. Ein ähnliches Verhalten ist für das Verhältnis der Reaktion an der $p(3/2)$ -Schale

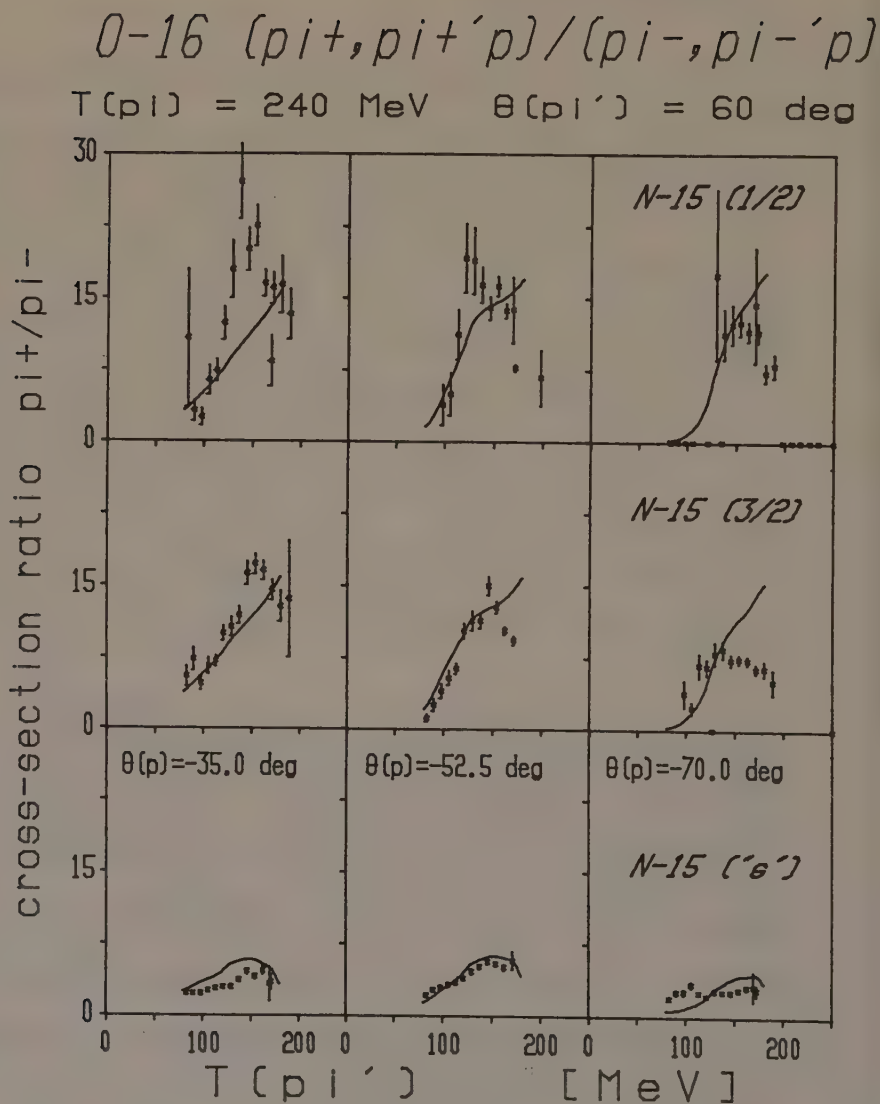


Fig.26: Verhältnis der 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitte für π^+ (Fig.18) zu π^- (Fig.20) bei 60° Pionenstreuungswinkel. Die durchgezogenen Linien zeigen Resultate einer theoretischen Rechnung unter Einschluß einer Δ -Kern-Wechselwirkung.

sichtbar, mit einem aber nicht mehr so ausgeprägten Anstieg (von ~ 5 auf ~ 15), während der "s"-Bereich sehr viel kleinere Werte (zwischen 2.5 und 5) für das Verhältnis liefert. Für die verschiedenen Streuwinkel des Protons ergeben sich ebenfalls Unterschiede, mit der Tendenz eines flacheren Anstiegs und niedrigeren Maximalwerten für die rückwärtig gestreuten Protonen.

Ein noch viel ausgeprägteres Verhalten zeigen die Verhältnisse für den Pionenstreuwinkel 35° (Fig.27): hier steigt das Verhältnis auf Werte über 30 für den $p(1/2)$ -Bereich, auf ~ 25 für $p(3/2)$, aber nur von ca. 2.5 auf 5 für den "s"-Bereich.

Für 130° Pionenstreuwinkel verschwindet der bei den anderen Winkelstellungen gemessene Anstieg im Wirkungsquerschnittsverhältnis vollkommen (Fig.28). Es ergibt sich ein Verhältnis, das nahezu konstant über alle Pionenenergien (mit leicht abfallender Tendenz) bei 6.5 für $p(1/2)$, bei 4.7 für $p(3/2)$ und bei 2.5 für den "s"-Bereich liegt.

Vor einer Interpretation der vorgestellten Isospinverhältnisse soll in einigen Anmerkungen noch die experimentelle Zuverlässigkeit der Daten verdeutlicht werden:

- Die Daten für π^+ und π^- wurden immer in kurzen Zeitabständen zueinander unter möglichst identischen experimentellen Bedingungen (gleiche Magnetfelder der Ablenkmagnete) aufgenommen.

- Für 60° Pionenstreuwinkel wurden in zwei Strahlperioden mit einem zeitlichen Abstand von ca $1/2$ Jahr jeweils π^+ und π^- -Daten gemessen. Die Verhältnisse stimmen für beide Messungen (innerhalb der statistische Genauigkeit) überein.

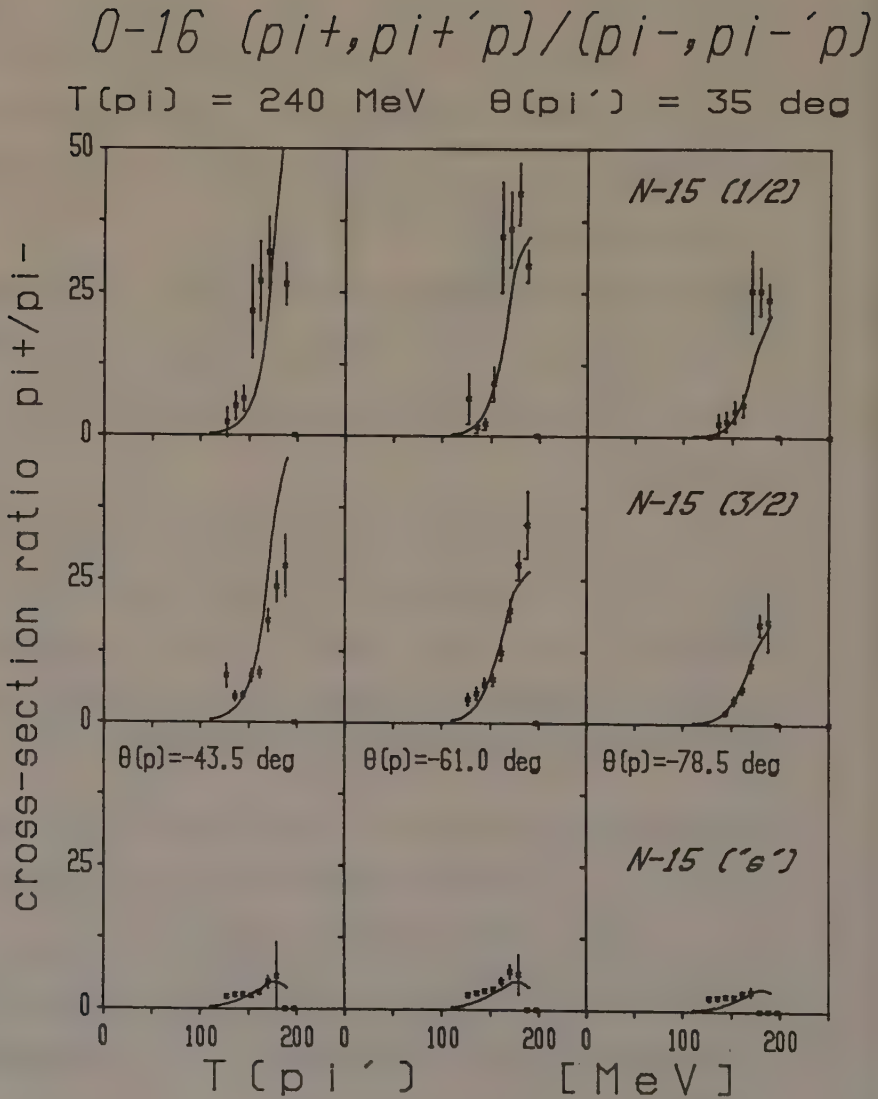


Fig.27: wie Fig.26, jedoch 35° Pionenstreuwinkel

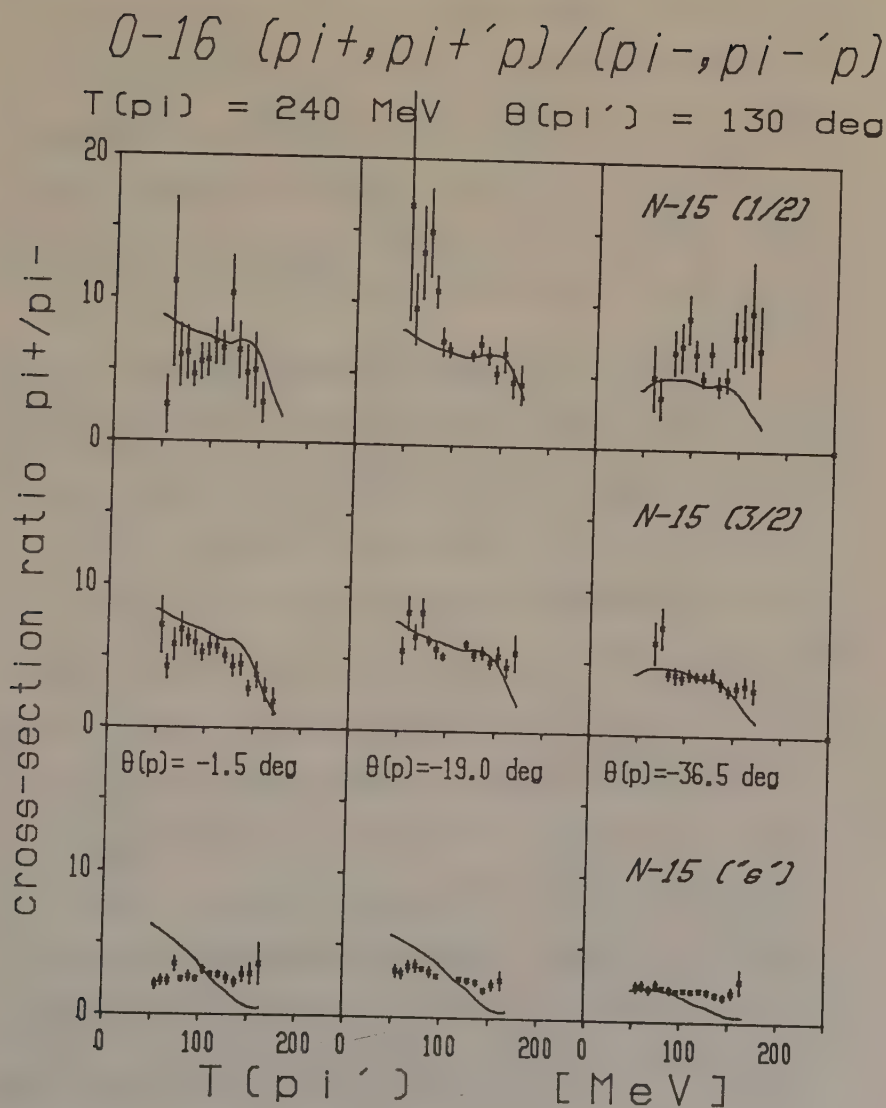


Fig.28: wie Fig.26, jedoch 130° Pionenstreuwinkel

- Gleichzeitig mit koinzidenten Daten wurde das Verhältnis der freien Wirkungsquerschnitte π^+p zu π^-p gemessen. Es ergab sich zu 8.15 für 60° (7.83 aus Streuphasenanalysen <Wal-79>) und zu 6.39 (6.45) für 130° Pionenstreuwinkel.

- Jede nicht vollständige Abtrennung von Untergrundereignissen oder Fehler in der Identifizierung der direkten Prozesse sollte relativ mehr Stärke zu der schwächeren (π^- , π^+p)-Reaktion addieren und deshalb die Verhältnisse kleiner werden lassen.

- Coulomb-Effekte können Energieverschiebungen in den Pionenenergiespektren von einigen MeV verursachen, aber nur in dem stark abfallenden Bereich bei hohen Pionenenergien zu einer falschen Bestimmung der Verhältnisse führen. (Vergleiche hierzu die verschiedene Form der Spektren in Fig.24 und Fig.25).

Eine Interpretation der beobachteten viel größeren Verhältnisse, als die Impulsnäherung erwarten läßt, muß dem exklusiven Charakter der Messung gerecht werden: Die Konzentration auf einen Protonenwinkelbereich im Maximum der quasi-freien Reaktion und die Identifizierung des Anregungszustandes im Restkern erlaubt exklusiv die Betrachtung direkter "knock-out"-Reaktionen in dem $p(1/2)$ - und $p(3/2)$ -Bereich. Anfangs- oder Endzustandswechselwirkungen werden in diesen Bereichen nur zu einer Reduktion der Stärken, für einen $N=Z$ -Kern im gleichen Ausmaß, für π^+ und π^- führen. D.h., wir betrachten in diesen Bereichen praktisch eine ungestörte πp -Reaktion im Kern, die sich (bei Bildung eines Δ 's) wie folgt schreiben läßt:



Änderungen im Verhältnis der π^+ - zu π^- -induzierten Reaktion an 0-16 vom Verhältnis der freien Reaktion an einem Proton müssen demnach durch den Einfluß des Restkerns gegeben sein. Δ -N-Wechselwirkungen allein ergeben aber aus den verschiedenen Kopplungsmöglichkeiten der Isospins von Δ^{++} und Δ^0 mit einem Nukleon wieder das freie Verhältnis, weshalb Δ -Kern-Wechselwirkungen zur Erklärung von so stark abweichenden Verhältnissen herangezogen werden müssen. Die beobachteten Verhältnisse in der direkten "knock-out"-Reaktion, die größer sind als das freie Verhältnis, können demnach nur als eine destruktive Interferenz mit dem Kern in der π^- -Reaktion, respektive als konstruktive Interferenz für π^+ gedeutet werden.

Vereinfachte theoretische Rechnungen einer Δ -Kern-Wechselwirkung (s.Kap. 4.2 und <Hir-83>) zeigen, daß diese Interferenzen in der π^- -Amplitude eine große Rolle spielen und erlauben durch Vergleich mit den gemessenen Verhältnissen bereits eine grobe Bestimmung ihrer Größe.

Durch Variation des Restpotentials (s.Kap. 4.2) wurde versucht, die gemessenen Wirkungsquerschnittsverhältnisse mit den Vorhersagen der Theorie in Übereinstimmung zu bringen. Die vielen vereinfachenden Annahmen in der Theorie lassen dabei keine exakte Reproduktion erwarten, vielmehr wurde Wert auf eine qualitative Übereinstimmung gelegt. Da sowohl die Rechnungen, als auch das Experiment keine großen Änderungen der Verhältnisse für Streuungen aus der Reaktionsebene heraus zeigen, wurden die Rechnungen nur für den zentralen Punkt eines jeden Teleskops durchgeführt.

Die Anpassung der zwei freien Parameter (Real- und Imaginär-

teil) erfolgte jeweils am $p(3/2)$ -Bereich des mittleren Teleskops und lieferte den als Linienzug eingezeichneten Verlauf für 35° (Fig.27), 60° (Fig.26) und 130° Pionenstreuwinkel (Fig.28). Für 35° und 130° erforderte dies ein Restpotential von -200-i250 MeV, für 60° von -100-i200 MeV. Eine Veränderung der Parameter zeigt dabei ein allgemeines Verhalten: ein niedriger Realteil verschiebt den Umkehrpunkt (von kleinen zu großen Verhältnissen) zu kleineren Pionenenergien; ein kleiner Imaginärteil reduziert die maximale Höhe der Verhältnisse. Ein mittleres Potential von -150-i225 MeV würde deshalb für einige Spektren eine bessere, für andere dagegen eine etwas schlechtere Beschreibung der Daten ergeben. Insgesamt reproduziert die Rechnung das qualitative Verhalten und insbesondere den raschen Anstieg sehr gut.

Die Interpretation des Restpotentials als Ausdruck der $T=1$ Komponente der Δ -Kern-Wechselwirkung (s.Kap. 4.2) und des "spreading"-Potentials (-50-i50 MeV) als Summe von $T=1$ und $T=2$, liefert mit dem mittleren Parametersatz für die $T=2$ Komponente ein Potential der Größe 0+i25 MeV ($1/3$ des Restpotentials muß von "spreading"-Potential abgezogen werden) und stimmt damit im Imaginärteil mit den Erwartungen überein <Len-83>. Genauere Aussagen müssen einer verbesserten Rechnung vorbehalten bleiben, die dann auch andere Partialwellen und Anfangs- und Endzustandswechselwirkungen enthalten sollte.

5.5 Energieintegrierte Wirkungsquerschnitte

Durch Integration der 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitte über die Energie der gestreuten Pionen und durch Abschätzung der Anteile in den nicht gemessenen Energiebereichen (s.Kap. 3.2) erhält man die in Fig.29 für 60° und in Fig.30 für 130° aufgetragene Verteilung der 4-fach differentiellen Wirkungsquerschnitte gegen den Rückstoßwinkel der Protonen. Die Daten entsprechen dabei jeweils dem Wirkungsquerschnitt in einem Teleskop des Proton-Arms, wobei die angegebenen Fehler in den Wirkungsquerschnitten sich zusammensetzen aus dem statistischen Fehler im vermessenen Energiebereich und einem angenommenen Fehler von 50% des Korrekturfaktors für die nicht gemessenen Bereiche (s.Fig.10).

Für die beiden p-Bereiche beschränkt sich die Stärkeverteilung der Protonen auf den gemessenen Winkelbereich, während der "s"-Bereich auch darüberhinaus noch große Stärke aufzuweisen scheint. In dem "s"-Bereich zeigt sich auch eine Asymmetrie um den zentralen Streuwinkel mit relativ höheren Wirkungsquerschnitten für kleine Winkel zur Strahlachse. Die kleineren Asymmetrien in den p-Bereichen werden erklärt durch Winkelabweichungen des zentralen Teleskopwinkels vom quasi-freien Streuwinkel.

Eine Bestimmung der Breite der Protonenwinkelverteilung ist wegen der groben Winkelauflösung nur ungenau möglich, liefert für die p-Bereiche bei 60° , unter Annahme einer Gaußschen Verteilung, Werte der Standardabweichung von ca. 13° , für 130° Pionenstreuwinkel von ca. 11° .

0-16 (π^+ , π^+p)

$\theta(\pi^+) = 60^\circ$ $T(\pi) = 240$ MeV

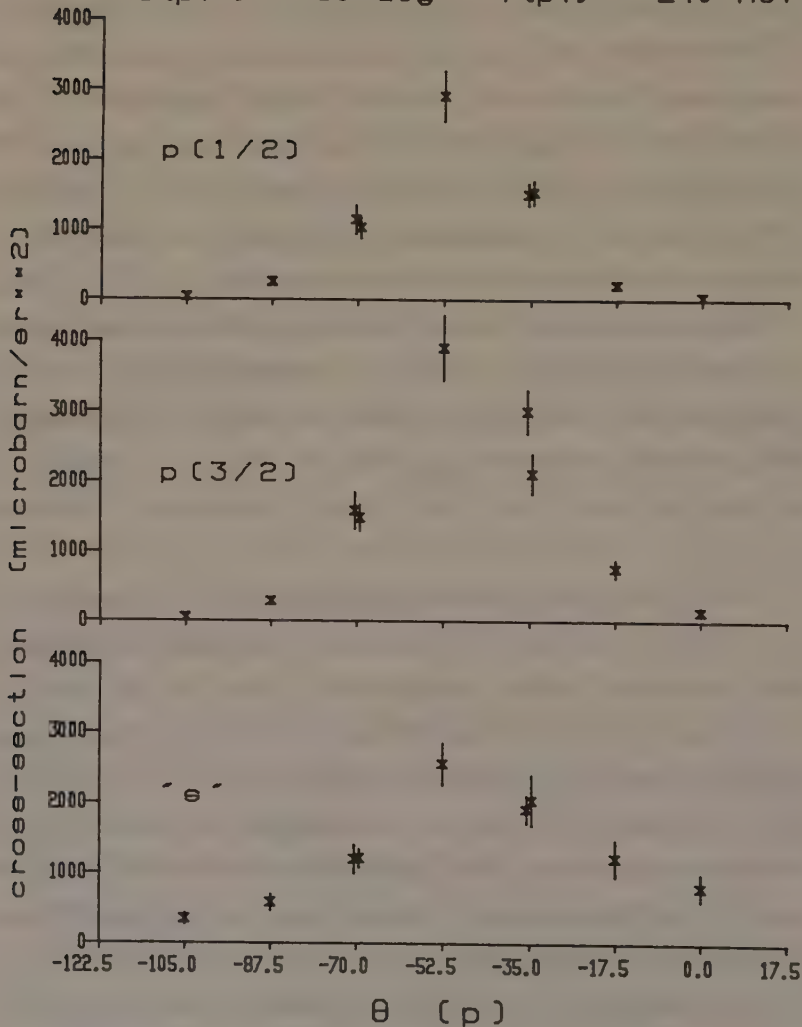


Fig.29: Abhängigkeit des 4-fach differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Protonenwinkel für 60° Pionenstreuwinkel und π^+ . Die Datenpunkte entsprechen jeweils einem Winkelbereich von $\pm 7.5^\circ$ horizontal und $\pm 25^\circ$ vertikal und sind für überlappende Punkte leicht versetzt eingezeichnet.

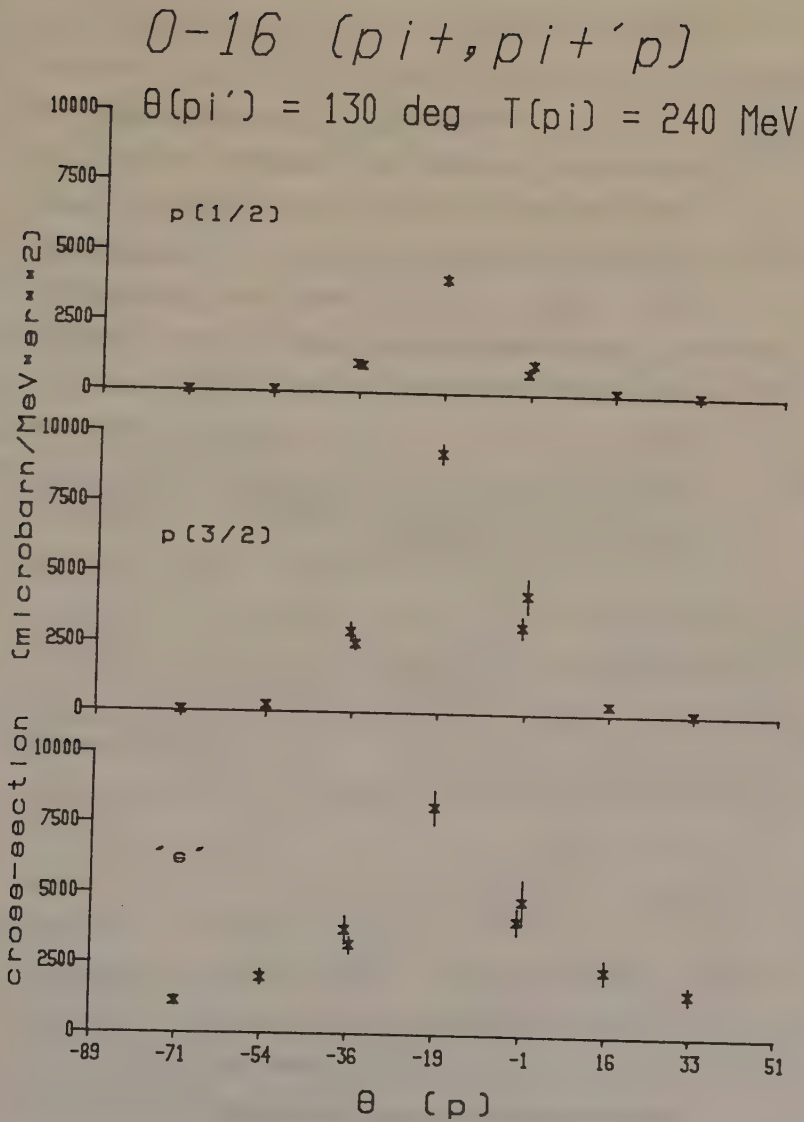


Fig.30: wie Fig.29, jedoch 130° Pionenstreuwinkel

Integriert man auf ähnliche Weise die zum Vergleich mit der inklusiven Messung benutzten 3-fach differentiellen Wirkungsquerschnitte ($d^3\sigma/d\Omega_\pi dT_\pi$), so erhält man die in Tab.5 aufgelisteten 2-fach differentiellen Wirkungsquerschnitte ($d^2\sigma/d\Omega_\pi$) für die drei Bereiche. Zum Vergleich eingetragen sind auch die integrierten differentiellen Wirkungsquerschnitte aus der (π, π') -Messung <Ing-83>. Die angegebenen Fehler wurden ähnlich erhalten wie oben beschrieben, berücksichtigen also keine systematischen Fehler oder Fehler aus der Protonenraumwinkelkorrektur (s. Anhang D).

Tabelle 5: 2-fach differentielle Wirkungsquerschnitte bei 60° und 130° Pionenstreuwinkel für die drei Bereiche im Missing-Mass-Spektrum und für die inklusive Messung <Ing-83>.

mb/sr		p(1/2)	p(3/2)	"s"	(π, π')
60°	π^+	1.44 ± 0.24	2.41 ± 0.42	1.76 ± 0.28	18.4 ± 0.7
	π^-	0.14 ± 0.04	0.27 ± 0.06	0.83 ± 0.04	
130°	π^+	1.58 ± 0.18	3.98 ± 0.35	3.91 ± 0.38	19.3 ± 0.55
	π^-	0.25 ± 0.05	0.75 ± 0.12	1.56 ± 0.18	

Betrachtet man lediglich die beiden p-Bereiche für π^+ , so vereinigen sie ca. 21% (bei 60°), bzw. 29% (bei 130°) der inelastischen Reaktionsstärke; nimmt man den "s"-Bereich hinzu, so ändern sich die Werte auf 30% (60°), bzw. 49% (130°). Mit entsprechenden Annahmen für den Anteil von direkten "knock-out"-Reaktionen im "s"-Bereich (s. Kap. 5.2) kann ein totaler differentieller Wirkungsquerschnitt für den Nachweis der Protonen-"knock-out"-Reaktion von 4.5 ± 0.8 mb/sr für 60° und von 8 ± 1 mb/sr bei 130° Pionenstreuwinkel abgeschätzt werden.

5.6 Vergleich mit anderen Messungen

Ein Vergleich der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse mit anderen Experimenten konzentriert sich vor allem auf eine Arbeit <Pia-82>, in der die Reaktion $C-12(\pi^{\pm}, \pi^{\pm}p)$ bei 245 MeV Pionenenergie untersucht wurde. Die minimale Protonenenergie betrug 30 MeV; die Energie der getreuten Pionen wurde allerdings nicht gemessen, so daß auch keine Identifikation einer direkten Reaktion möglich war. Durch eine Entfaltungsprozedur mit zwei verschieden breiten Gaußfunktionen wurde dennoch versucht, aus der Protonenwinkelabhängigkeit Aussagen über die quasi-freie Reaktion zu erhalten.

Im folgenden sollen vergleichbare Aussagen (d.h., über die Pionenenergie integrierte Größen) beider Arbeiten gegenüber gestellt werden, wobei allerdings für 60° Pionenstreuwinkel dieser Arbeit nur ein Vergleich mit 70° Daten möglich ist. (In Klammern sind jeweils die in dieser Arbeit erhaltenen Werte aufgeführt.)

Das Verhältnis von "quasi-freier" zu inelastischer Reaktion ergibt sich zu 16% (21% für die beiden p-Bereiche) für 70° und zu 28% (29%) für 130° . Als Breiten der schmäleren Gaußfunktionen, die die quasi-freie Streuung beschreiben soll, werden Werte von 13.9° (ca. 13°) bei 70° und von 10.9° (ca. 11°) bei 130° Pionenstreuwinkel berichtet.

Bei den Isospinverhältnissen liefert der Vergleich der Amplituden der schmäleren Gaußfunktion mit dem Verhältnis der p-Bereiche beim zentralen Teleskopwinkel Werte von 9.1 (10.8 $\pm$ 2.1) bei 70° und 6.9 (5.9 $\pm$ 0.7) bei 130° ; für den Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte aller Koin-

zidenzen ergeben sich Werte von 4.6 ± 0.8 (4.7 ± 1.5) für 70° und von 2.5 ± 0.5 (3.7 ± 0.6) bei 130° Pionenstreuwinkel.

In einer anderen Arbeit <Zio-79> wurden auch die Isospinverhältnisse der Reaktion $C-12(\pi^+, \pi^+ p)$ bestimmt, allerdings bei einer Einschußenergie von 180 MeV und nur für den Protonenwinkel -30° und die Pionenwinkel 100° und 110° . Bei vergleichbarer Energieauflösung wurde das Isospinverhältnis bestimmt für Anregungsenergien < 9.75 MeV zu 14 ± 3 und für > 9.75 MeV zu 2.6 ± 0.4 für 110° Pionenstreuwinkel und den gesamten gemessenen Pionenenergiebereich von 59 bis 109 MeV.

Wegen der sehr verschiedenen experimentellen Bedingungen dieser Arbeit zu der hier vorliegenden Arbeit ist ein direkter Vergleich nicht sinnvoll. Jedoch bestätigt sich in der vorliegenden Messung, daß durchaus Isospinverhältnisse auftreten können, die sehr stark von dem freien Verhältnis abweichen und dazu auch noch bei allen Winkeln und Energien von der Theorie annähernd reproduziert werden.

6. AUSBLICK

Mit den vorgestellten Ergebnissen dieses Experimentes wurde erstmals über einen großen kinematischen Bereich die Koinzidenz von Pionen und Protonen in der Reaktion (π , p) mit guter Energieauflösung gemessen. Durch die damit mögliche Identifizierung des Schalenzustandes des wechselwirkenden Protons im Targetkern konnte die quasi-freie Streuung als dominierender Prozeß der inelastischen Streuung des π^+ bei der untersuchten Einschußenergie von 240 MeV nachgewiesen werden.

Wie sich diese Dominanz bei anderen Energien, also vor allem im Maximum der (3,3)-Resonanz (bei ca. 165 MeV) und unterhalb verhält, sollte zur Gewinnung eines systematischen Überblicks über die Wechselwirkung des Pions an O-16 mit herangezogen werden können. Ebenso sollten auch noch andere Pionenstreuwinkel als die hier vorgestellten betrachtet werden, vor allem aus zwei Gründen: Zum einen, um die Winkelabhängigkeit des "s"-Bereiches zu bestimmen und damit vielleicht den Anteil einer direkten Reaktion an der s-Schale extrahieren zu können; zum anderen, um festzustellen, bei welchem Streuwinkel die unerwartet hohen Verhältnisse in Vergleich von π^+ zu π^- bei kleinen Streuwinkeln in die relativ niedrigen und konstanten Verhältnisse bei 130° übergehen.

Es können aber auch andere Größen als die hier verwendeten zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten herangezogen werden. So zum Beispiel der Impuls des Restkern oder aber, wenn man annimmt, daß die Reaktion direkt über die Bildung eines

Δ 's abläuft, der Impuls des Δ 's im Kern. Mit letzterem ließe sich bei geeigneter Wahl der kinematischen Bedingungen auch eine Anregungsfunktion des Δ 's im Kern erstellen, die im Vergleich mit dem freien Δ Rückschlüsse auf den Einfluß des Kerns ermöglichen sollte.

Obwohl also noch viele Fragestellungen beantwortet werden müssen, liefern die hier vorgestellten Ergebnisse einen ersten detaillierten Einblick in die Wechselwirkung des Pions im Kern und zeigen die Stärken und Schwächen der vorhandenen theoretischen Beschreibungen. Besonders die Verhältnisse im Isospinvergleich bieten durch ihr sehr sensitives Verhalten dazu ein hervorragendes Kriterium und sollten deshalb stimulierend auf die Entwicklung detaillierter theoretischer Modelle der Pion-Kern-Wechselwirkung wirken.

Anhang A: Bestimmung der Protonenenergie

Die Protonenenergie errechnet sich aus den gemessenen Energieverlusten in den einzelnen Szintillatoren plus den Energieverlusten des Protons im Target und in der zu durchfliegenden Luft.

Dementsprechend wird die Protonenenergie dargestellt aus einer Summe von Energieverlusten:

$$T_p = T_{\text{target}} + T_{\text{Luft}} + T_{dE} + T_{E1} + T_{E2} + T_{\text{sat}}$$

Die Energieverluste in den Zählern selbst sind parametrisiert und berechnen sich auf verschiedene Weise aus den ADC-Werten, die allerdings zuerst durch die LED-Referenzsignale auf Verstärkungsschwankungen der Photomultiplier korrigiert werden.

i) LED-Korrektur

Die regelmäßig in alle Zähler des Proton-Arms eingespeisten LED-Signale dienen zur nachträglichen Korrektur der gemessenen ADC-Werte auf Verstärkungsschwankungen der Photomultiplier. Dazu wird im Auswerteprogramm aus den letzten 10 LED-Signalen durch Mittelwertbildung die aktuelle Höhe der LED-Signale für die einzelnen Zähler ermittelt und mit Referenzwerten verglichen. Bei darauf folgenden koinzidenten Ereignissen werden die ADC-Werte entsprechend der vorher ermittelten Verstärkungsschwankung korrigiert.

Stimmen drei aufeinander folgende LED-Werte nicht mit dem vorher ermittelten Mittelwert (innerhalb vorgegebener Bandbreiten von 3% für die E-Zähler und 10% für die dE-Zähler) überein, so wird die weitere Auswertung für das

entsprechende Teleskop solange abgeschaltet, bis entweder wieder ein LED-Wert mit dem Mittelwert verträglich ist oder aber sich ein neuer stabiler Mittelwert unabhängig von dem bisherigen gebildet hat.

Aus der Anzahl der koinzidenten Ereignisse, bei dem das entsprechende Teleskop abgeschaltet war, zu der totalen Anzahl von Ereignissen ergibt sich der LED-Korrekturfaktor, der in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts eingeht. Typische Werte dieser Korrektur lagen bei 0.99, d.h. bei nur etwa 1% der Ereignisse war ein Teleskop von der Auswertung ausgeschlossen.

ii) Energieparametrisierung

Die ADC-Werte müssen neben der Verstärkungskorrektur durch die LED-Referenzsignale (X-led) auch auf Ortsabhängigkeiten der Lichtausbeute in den Zählern korrigiert werden. Mit linearem und quadratischem Term in dem Streuwinkel aus der Reaktionsebene heraus (verwendet wird die vertikale Position in der Kammer $C9 = X9$) schreibt sich diese Korrektur zu:

$$X\text{-vert} = 1 + \alpha * X9 + \beta * X9^2$$

mit α und β als noch zu bestimmende Größen.

Damit ergibt sich der korrigierte ADC-Kanal (A) zu:

$$A = (B - O) * X\text{-led} * X\text{-vert}$$

wobei von den ursprünglich gemessenen ADC-Kanal (B) noch ein konstanter, relativ kleiner Wert (O) für den "off-set" in dem ADC abgezogen wird.

- T_{dE}

Der Energieverlust in den dE-Zählern berechnet sich aus einer Linearkombination der korrigierten ADC-Werte für den

oberen und unteren Photomultiplier:

$$T_{dE} = a * (A_{dE-1} + A_{dE-2}) + b * (A_{dE-1} - A_{dE-2})$$

mit den freien Parametern a und b.

$$- T_{E1} \quad \text{und} \quad T_{E2}$$

Ein linearer Transformationsfaktor vermittelt den Zusammenhang zwischen korrigiertem ADC-Kanal und dem Energieverlust für die großen E-Zähler. Mit den noch freien Faktoren c und d schreibt sich der Energieverlust zu:

$$T_{n1} = c * A_{n1}$$

$$T_{n2} = d * A_{n2}.$$

$$- T_{\text{sat}}$$

Die Tatsache, daß Protonen bei einem großen Energieverlust auf kurzer Strecke in Plastiksintillatoren eine Lichtausbeute liefern, die nicht mehr proportional zum Energieverlust ist <Mad-78, Cec-79>, wird durch eine empirisch ermittelte Sättigungskorrektur der Form

$$T_{\text{sat}} = e * \frac{f * T^g}{1 + f * T^g}$$

korrigiert. T ist dabei die Summe der Energieverluste in den Zählern; e, f und g sind zu bestimmende Konstanten.

$$- T_{\text{Luft}}$$

Bei richtiger Wahl der freien Parameter ergibt sich aus der Summe der Energieverluste in den dE und E-Zählern und der Sättigungskorrektur die Protonenenergie beim Eintritt in den

dE-Zähler. Der Energieverlust den das Proton auf dem Weg vom Target bis zum dE-Zähler erfährt, erhält man dann aus einer Interpolation von Energieverlusttabellen <Ric-67> unter Annahme einer realistischen Teilchendichte der zu durchfliegenden Luft und Drahtkammern.

- T target

Die Berechnung des Energieverlustes im Target selbst geht von der Annahme aus, daß die Reaktion in der Mitte der effektiven Targetdicke erfolgte. Eine Integration der Protonenenergieverluste vom Austritt aus dem Target zurück zum Reaktionspunkt ergibt dann den Energieverlust des Protons im Target.

iii) Bestimmung der Parameter

Schon während der Datenaufnahme wurden durch Kalibrierungsmessungen die freien Parameter in der Protonenenergieparametrisierung annähernd bestimmt. Als Kriterium für die Wahl realistischer Parameter kann dabei die Konstanz der Missing-Mass bei verschiedenen Pionenstreuenergien und gegen den vertikalen Streuwinkel des Protons herangezogen werden. Bereits mit diesen vorläufigen Parametern lassen sich in den Spektren der Häufigkeitsverteilungen der Missing-Mass zwei deutliche Maxima (Fig. 7) erkennen, die sich als Reaktionen mit dem Restkern (N-15) im Grundzustand und einem angeregten Zustand ($3/2^-$ bei 6.3 Mev) identifizieren lassen.

Hiervon ausgehend wird versucht, die Parameter zu optimieren:

Mittels einer Drei-Teilchen-Kinematikrechnung kann aus den bekannten Energien des ein- und auslaufenden Pions, der Streuwinkel und dem Q-Wert der Reaktion die theoretische Energie des herausgeschlagenen Protons berechnet werden. Eine stufenweise Energieverlustrechnung ergibt ausgehend von dieser Energie theoretische Energieverluste für das Proton vom Target bis zu den E-Zählern. Ein Vergleich dieser theoretischen Energieverluste mit den aus der Parametrisierung errechneten erlaubt eine rechnerische Optimierung der Parameter.

In praxi erfolgt diese Optimierung in einem umfangreichen Fitprogramm, basierend auf der Minimalisierungsroutine MINUIT <CER-76>. Ausgewählt werden dabei koinzidente Ereignisse über einen möglichst großen Pionenstreuenergiebereich, bei denen sich eine eindeutige Zuordnung zu einem definierten Zustand im Restkern bestimmen läßt. Die Optimierung selbst erfolgt für jedes einzelne Protonenteleskop in mehreren Schritten, um die Problemlösung durchschaubar zu machen und die Anzahl der freien Parameter klein zu halten: Begonnen wird mit dem dE-Zähler, dessen vertikale Akzeptanz zuerst auf einen kleinen Bereich um die Reaktionsebene herum eingeschränkt wird. Dadurch sind die Ortsabhängigkeiten (α und β) per definition klein und es können die linearen Faktoren a und b gefittet werden. Danach dreht sich das Verfahren um, d.h. die Protonenenergie wird auf einen schmalen Bereich beschränkt, in der vertikalen Akzeptanz aber alle Ereignisse zugelassen. Die Parameter α und β der vertikalen Ortsabhängigkeit ergeben sich dann unabhängig von der Genauigkeit der Parameter a und b. Diese Prozedur wiederholt sich für die beiden großen

E-Zähler, und es können schließlich noch die Parameter der Sättigungskorrektur gefittet werden.

Ein damit erhaltener Parametersatz für alle drei Teleskope muß verschiedenen Bedingungen genügen um als realistische Beschreibung der Protonenenergie zu dienen:

- die daraus berechnete Missing-Mass muß für den Grundzustand den theoretischen Wert von ca. 12 MeV ergeben.
- Grundzustand und angeregter Zustand bei 6.3 MeV müssen entsprechend der zu erwartenden Energieauflösung getrennt sein.
- in einer zwei-dimensionalen Auftragung der Pionenenergie gegen die Missing-Mass muß sich für den gesamten Bereich der Pionenenergien für die erkennbaren Zustände derselbe Wert der Missing-Mass ergeben.
- ähnlich darf die Abhängigkeit des vertikalen Protonenstreuwinkels (X_9) gegen die Missing-Mass keine Positionsabhängigkeiten zeigen.

Wird eine dieser Bedingungen von einem Parametersatz nicht erfüllt, so muß durch erneutes Durchspielen der gesamten Fitprozedur, eventuell mit verbesserten Anfangsparametern, versucht werden, einen zutreffenderen Parametersatz zu finden.

In der Praxis hat sich gezeigt, daß ein Parametersatz nur für die Beschreibung der Protonenenergie bei festem Pionenstreuwinkel gleich gute Resultate liefert. Die Stellung des Proton-Arms und die Ladung der Pionen hat dagegen keinen Einfluß auf die Parameter. Selbstverständlich gilt dies nur für Daten die innerhalb einer Strahlperiode genommen wurden, da sich die Einstellung der Photomultiplier, der Elektronik und natürlich auch die Ansprechwahrscheinlichkeit der Szin-

tillatoren ändert.

Fig.31 zeigt einen direkten Vergleich eines Missing-Mass-Spektrums vor und nach dem Durchlaufen der Fitprozedur. Der Ausgangsparametersatz ist ebenfalls ein Fitresultat, erhalten allerdings für Daten die ca. 1/2 Jahr vorher aufgenommen wurden.

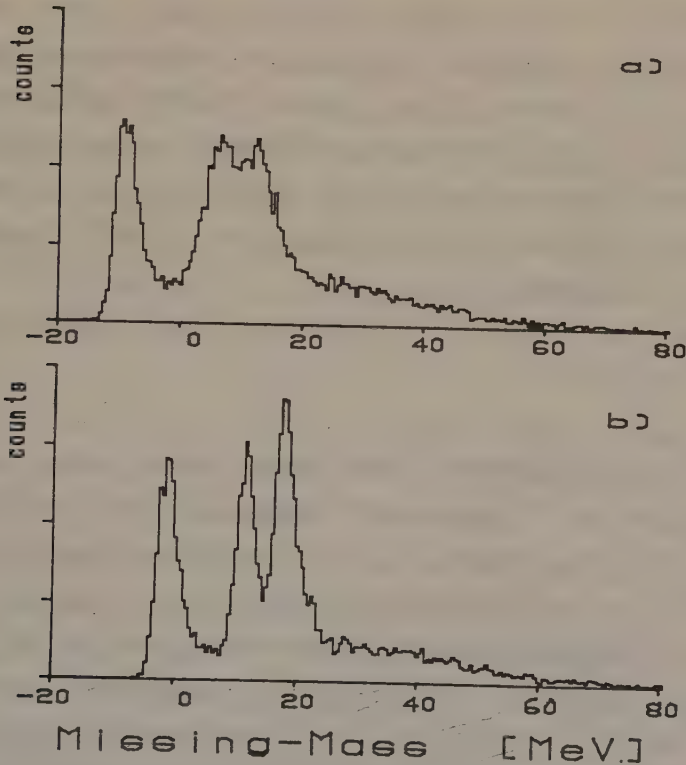


Fig.31: Vergleich eines Missing-Mass-Spektrums vor (a) und nach (b) der Anpassung der Protonenenergieparameter.

Anhang B: Korrekturfaktoren der Wirkungsquerschnitte

Hodo: Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Hodoskops ist gegeben durch das Verhältnis der Ereignisse, bei denen das Hodoskop nur ein Teilchen registriert hat, zur Gesamtheit der Ereignisse (korrigiert auf Mehrfachereignisse pro Strahlimpuls). Vor allem unter bestimmten Bedingungen (Proton-Arm in Strahl) können 2 und mehr Pionen im Strahl π p-Trigger-Signale vortäuschen, die zu einer falschen Bestimmung dieses Verhältnisses führen würden. Deshalb wurde dieses Verhältnis aus den SAMPLE-Trigger-Signalen bestimmt. Unter "normalen" Meßbedingungen konnte keine Abweichung der Verhältnisse zwischen Ereignis-trigger und SAMPLE-Trigger festgestellt werden.

(typische Werte: 80% bei 5 MHz, 50% bei 10 MHz einlaufenden Strahl auf S2)

C4/C5: Bei den Drahtkammern muß sichergestellt werden, daß es sich um "gute" Trigger-Signale handelt und nicht etwa, daß das Teilchen die Kammern gar nicht passiert hat, obwohl ein Signal in dem nachfolgenden Szintillator ausgelöst wurde.

Als hinreichendes Kriterium <Ing-83> wird hierzu für C4 und C5 ein Signal aus mindestens 2 der 4 Kammerebenen (X und Y in C4 und C5) verlangt und erst dann getestet, ob die einzelnen Zeitsignale innerhalb bestimmter Grenzen lagen. Der Korrekturfaktor bestimmt sich dann durch das Verhältnis der Ereignisse mit Zeitsignalen innerhalb der Grenzen zur Anzahl der "guten" Trigger-Signale.

(typischer Wert: um 80%)

C6/C7: Ein gutes Triggersignal wird verlangt, ähnlich wie bei C4/C5. Zur weiteren Auswertung werden lediglich die Ereignisse zugelassen, bei denen nur ein "Cluster" von Drähten in C6 und C7 registriert wurde. Das Verhältnis der Ereignisse mit nur einem "Cluster" zur Anzahl der guten Triggersignale bestimmt wieder den Korrekturfaktor.

(typische Werte: 80 - 90%)

C8/C9: "Gute" Triggersignale verlangen Signale von mindestens 3 der 4 Kammerebenen (im übrigen s. C6/C7). Zusätzlich wird verlangt, daß die Pionenenergie nicht in dem Bereich der elastisch an Wasserstoff gestreuten Pionen liegt, und daß das Proton nicht in einem engen Winkelbereich um den Winkel der freien πp -Streuung nachgewiesen wurde.

(typische Werte: 70 - 90%)

tgt: Durch den Einbau eines zweiten Quadrupolmagneten am Eintritt des SUSI-Spektrometers wurde die horizontale Akzeptanz des Spektrometers am Target so vergrößert (s.Kap.3.1.1), daß unter "normalen" Bedingungen der gesamte Strahlfleck erfaßt werden konnte. Lediglich bei extrem streifendem Einfall ($\sim 15^\circ$) des Strahls auf das Target konnten hier Probleme auftreten. Der Korrekturfaktor bestimmte sich aus der Wasserstoffnormierung (s.Kap. 3.2.2), die unter identischen Bedingungen genommen wurde.

(typische Werte: 85- 100%)

TOF: Die Unterscheidung zwischen Myonen, den Zerfallsprodukten des Pions, und den Pionen im Spektrometer erfolgt u.a. durch die Messung der Flugzeit und ermöglicht

bei niedrigen Pionenenergien eine klare Abtrennung der interessierenden Pionenereignisse <Ing-83>. Bei höheren Pionenenergien (~ 150 MeV) ist diese Trennung nicht mehr eindeutig möglich, da die von Pionen und Myonen erzeugten Häufigkeitsverteilungen sich teilweise überlappen (Fig.32). Zur Vermeidung von Untergrundereignissen wurde deshalb in Kauf genommen, daß auch ein Teil der Pionenereignisse von der Auswertung ausgeschlossen werden mußte, da sie in ihrem Flugzeitspektrum nicht eindeutig als Pion identifiziert werden konnten.

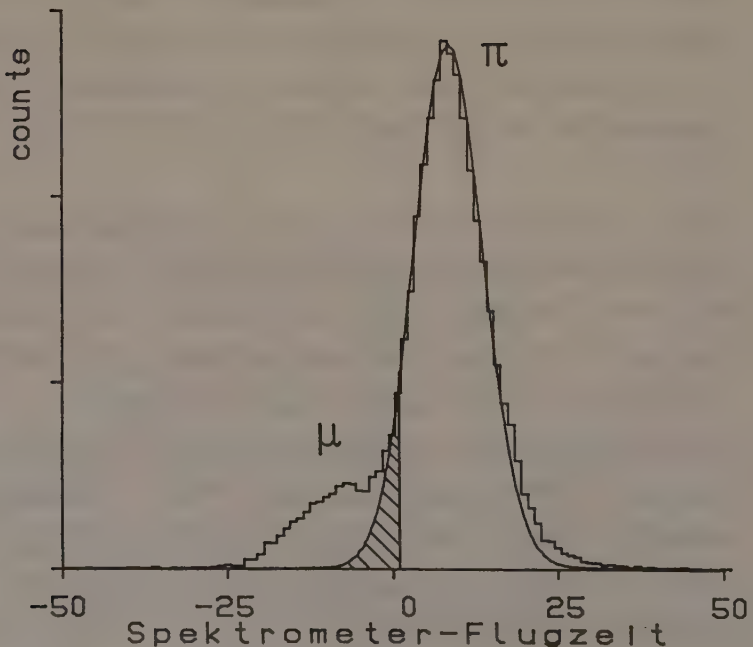


Fig.32: Flugzeitspektrum der Teilchen in SUSI. Die eingezeichnete Kurve ist eine von Hand angepaßte Gaußfunktion. Der schraffierte Bereich umfaßt 5% des Integrals über die Gaußfunktion.

Unter Annahme einer Gaußschen Verteilung der Pionen im Flugzeitspektrum wurde, unter Verwendung des experimentell bestimmten Zentrums und der Breite der Verteilung, die Flugzeit berechnet, bei der 95% aller Pionen langsamer waren: nur sie wurden für die weitere Auswertung zugelassen. Damit können praktisch alle Myonenereignisse abgetrennt werden, ein fester Korrekturfaktor von 0.95 muß aber die Verluste an Pionen in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigen.

Akzeptanz: Nicht jedes Pion, das den Eingang des Spektrometers erreicht, wird auch am Ausgang nachgewiesen. Neben der Möglichkeit des Zerfalls besteht auch eine endliche Wahrscheinlichkeit, daß das Pion innerhalb des Spektrometers gestreut und damit aus seiner Flugbahn gelenkt wird.

Bisher war es üblich, diesen Effekt zu kompensieren, indem die erlaubten Eintritts- und Austrittskoordinaten für das Pion sehr beschränkt wurden und man dadurch einen Bereich relativ konstanter Akzeptanz (=Ansprechwahrscheinlichkeit) erhielt.

Während so viele Ereignisse der Analyse entgehen, ist hier versucht worden, die Ereignisse in dem Bereich nachlassender Akzeptanz mitzunehmen, aber durch einen entsprechenden Korrekturfaktor für die geringere Nachweiswahrscheinlichkeit zu korrigieren.

Mit dieser in Anhang C ausführlich beschriebenen Korrektur war es möglich, das vom Spektrometer akzeptierte und zur Auswertung zugelassene Impulsband von bisher 20% $\Delta p/p$ <Ing-83> auf 34% $\Delta p/p$ zu steigern und damit die Statistik entscheidend zu verbessern.

(typische Werte: 50 - 100%)

Zerfall: Wegen ihrer kurzen Lebensdauer zerfällt ein beträchtlicher Teil der gestreuten Pionen auf dem Weg vom Target bis zur Fokalebene des Spektrometers. Aus der bekannten Energie und Länge des Flugweges läßt sich für jedes nachgewiesene Pion die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall errechnen $\langle Zic-80 \rangle$ und damit die Zählrate für die zerfallenen Pionen korrigieren.

(typische Werte: 30% bei 40 MeV, 70% bei 200 MeV Pionenenergie)

Vielf.: Der Einfluß der Vielfachstreuung des Pions in der Luft, den Kammern C4/C5 und dem Szintillator S3 wurden ausführlich untersucht und daraus ein impulsabhängiger Korrekturfaktor empirisch ermittelt $\langle Ing-83 \rangle$. Wegen der in diesem Experiment vergrößerten Akzeptanz am Ort des Targets fällt eine Voraussetzung für die Gültigkeit der Korrektur weg, weshalb erst nach eingehender Analyse vieler verschiedener Datensätze über die Form einer empirischen Korrektur entschieden werden kann. Die Normierung (s.Kap. 3.2.2) berücksichtigt die Vielfachstreuung in 0. Näherung durch einen impulsunabhängigen Wert.

(typische Werte: 80 - 99%)

P-Arm: Der Korrekturfaktor für den Proton-Arm ergibt sich aus mehreren unabhängigen Tests, die die Eindeutigkeit des registrierten Ereignisses sicherstellen sollen.

Dazu zählen:

- es darf nur einer der dE-Zähler ein Triggersignal

ausgelöst haben.

- die Zeitmessung des dE-Signals muß innerhalb des dynamischen Bereiches liegen.
- alle analogen Signale der Zähler müssen im dynamischen Bereich liegen.
- es darf kein "pile-up"-Signal in dem entsprechenden Zähler erzeugt worden sein.

Eine Kombination der einzelnen Korrekturfaktoren ergibt einen Gesamtwert für die nötige Korrektur der individuellen Teleskope.

(typischer Wert: 98%)

LED: Die "Zeit", in der ein Teleskop von der Auswertung abgeschaltet war, weil die LED-Referenzsignale nicht stabil waren, wird korrigiert.

(typischer Wert: 99%)

Reaktion: Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit reagiert ein Proton mit dem Szintillatormaterial des Proton-Arms und verliert dadurch einen Teil seiner Energie in nicht mehr nachweisbarer Form (z.B. Gammastrahlung). Näherungsweise wird dieser Effekt korrigiert durch die Wasserstoffnormierung (s.Kap. 3.2.2), bei der die Protonen eine vergleichbare Energie besitzen wie die Protonen aus der "knock-out"-Reaktion an der p-Schale.

(typische Werte: 97% bei $T_p = 50$ MeV, 89% bei 120 MeV)

Computer: Werden innerhalb kurzer Zeit ($< 1 \mu s$) zwei Triggersignale in der schnellen logischen Signalverarbeitung ausgelöst, so weist der Computer das zweite Signal zurück,

falls er noch mit der Auslese des ersten beschäftigt ist.
Das Verhältnis der vom Computer gelesenen zu den
registrierten Ereignisstriggern ergibt einen Korrekturfaktor
für die Totzeit der Datenaufnahme.

(typische Werte: 90 - 100%)

Anhang C: Akzeptanzkorrektur für das SUSI-Spektrometer

Die Akzeptanz des Spektrometers kann im Prinzip von vielen Parametern abhängen, um aber einen Korrekturfaktor für die Datenanalyse zu gewinnen, mußte man sich auf die wichtigsten beschränken. Besteht keine Abhängigkeit der Akzeptanz von den Targetkoordinaten und keine Korrelation der C5-X (vertikal) mit der C5-Y Koordinate (horizontal), so bleiben als wichtigste Parameter der Akzeptanz die C5-X Koordinate und der relative Pionenimpuls.

Zur Bestimmung des Korrekturfaktors wurde die Akzeptanz des Spektrometers explizit vermessen. Dazu wurde bei einem Streuwinkel von 134° mit einem größeren Stück Kupfer und Kohlenstoff als Target im Maximum der quasi-frei gestreuten Pionen gemessen. Bei diesen Bedingungen ist der Eingang des Spektrometers gleichmäßig ausgeleuchtet, so daß die am Ende registrierten Ereignisse eine direkte Abbildung des Einflusses der Akzeptanz darstellen.

Unter der Annahme, daß ein (zentraler) Bereich in C5-X existiert, für den die Akzeptanz $\equiv 1$ ist, d.h. alle Pionen die durch diesen Bereich in das Spektrometer eintreten, werden in der Fokalebene nachgewiesen (korrigiert auf die Zerfallswahrscheinlichkeit), ist die gemessene Impulsverteilung gleich der des einfallenden Strahls. Betrachtet man jetzt die Impulsverteilung für andere Bereiche in C5-X, so ist eine Abweichung von der einfallenden Impulsverteilung durch den Einfluß der veränderten Akzeptanz gegeben.

Fig.33 zeigt die Impulsverteilung (in relativen Einheiten), wie sie für einen zentralen Bereich von C5-X erhalten und, entsprechend der Annahme, als Impulsverteilung des

einfallenden Strahls betrachtet wurde. Der steile Abfall am unteren Ende der Verteilung ist auf die nachlassende Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern C6 und C7 zurückzuführen und wird "von Hand" korrigiert.

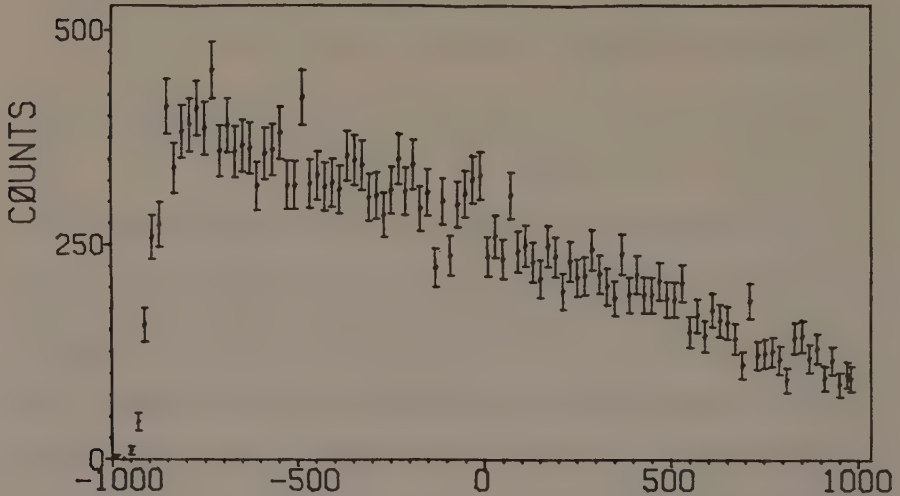


Fig.33: Impulsverteilung am Eingang von SUSI, gemessen als relativer Impuls für einen zentralen Bereich von C5-X (10 - 50 mm).

Aus statistischen Gründen wird die Verteilung des einfallenden Strahls und die C5-X Position in jeweils 20 Bereiche eingeteilt und nun für jeden Bereich in C5-X das Verhältnis der nachgewiesenen zu den vom einfallenden Strahl erwarteten Ereignissen für alle 20 Bereiche der Impulsverteilung berechnet. Resultat ist eine Matrix von 20x20 Elementen (Fig.34) in der für jeden C5-X- und Impulswert die Wahrscheinlichkeit angegeben ist, daß ein einfallendes Teilchen mit diesen Werten auch am Ende des Spektrometers nachgewiesen wird.

	-100	X5-VALUE																			+100
POUT = -1000 - -900	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	4	9	14	18	15	3	0	0	0	0	0
POUT = -900 - -800	0	0	0	0	0	1	7	20	45	62	78	78	102	103	86	65	45	20	6	0	0
POUT = -800 - -700	0	0	0	2	14	33	52	69	92	77	92	86	103	109	100	90	77	58	43	2	2
POUT = -700 - -600	0	1	10	27	51	63	70	83	97	90	82	90	100	103	105	90	72	66	46	2	2
POUT = -600 - -500	0	15	31	40	54	71	66	91	95	82	98	85	110	105	98	83	77	65	49	2	2
POUT = -500 - -400	0	23	38	47	65	73	75	83	98	94	86	92	100	104	102	90	77	69	47	3	3
POUT = -400 - -300	0	30	38	61	62	78	83	89	96	95	94	99	99	100	100	94	76	67	54	3	3
POUT = -300 - -200	1	26	48	55	67	86	81	85	94	91	96	94	101	106	96	78	82	60	46		
POUT = -200 - -100	0	32	45	54	69	87	86	89	103	93	90	98	105	98	98	101	86	71	59	2	2
POUT = -100 - 0	1	37	49	54	74	86	80	95	101	109	99	95	104	94	105	97	87	61	61	3	3
POUT = 0 - 100	1	40	56	63	85	87	83	108	95	87	98	92	103	99	105	99	77	82	51	2	2
POUT = 100 - 200	1	43	57	60	83	94	83	94	101	94	88	97	108	98	94	84	78	77	57	1	1
POUT = 200 - 300	0	37	57	64	82	89	83	89	97	89	93	99	109	108	82	85	68	69	53	4	4
POUT = 300 - 400	0	41	54	63	78	100	100	93	96	96	110	101	99	103	96	85	75	72	62	5	5
POUT = 400 - 500	0	36	56	69	84	90	90	97	111	100	106	94	101	110	93	88	82	70	61	3	3
POUT = 500 - 600	0	44	55	75	82	82	94	87	83	102	90	94	109	104	91	81	79	74	66	2	2
POUT = 600 - 700	0	26	50	68	84	82	92	98	85	97	90	96	100	100	101	83	79	66	53	3	3
POUT = 700 - 800	0	0	5	30	72	88	92	85	94	86	86	84	109	110	95	94	80	63	68	1	1
POUT = 800 - 900	0	0	0	2	4	33	75	91	103	86	87	91	94	102	110	87	74	73	54	4	4
POUT = 900 - 1000	0	0	0	0	0	0	0	12	32	60	102	94	107	97	101	75	88	76	60	3	3

Fig.34: Berechnete und geglättete Akzeptanzmatrix (Werte in %). "P-OUT" ist der relative Impuls im Spektrometer, korrigiert auf die Impulsbreite des einfallenden Strahls.

Die Linien gleicher Wahrscheinlichkeit sind in Fig.35 nochmals in Form einer Höhenlinienzeichnung dargestellt.

Eine weitere Korrektur ergibt sich dadurch, daß für verschiedene relative Impulse der erlaubte Bereich der C5-X Koordinate (50%-Line) verschieden ist. Diese "Ecken"-Korrektur ergibt sich einfach aus der Länge der erlaubten C5-X Koordinate, wobei die größte Länge = 1 gesetzt wird (Fig.36).

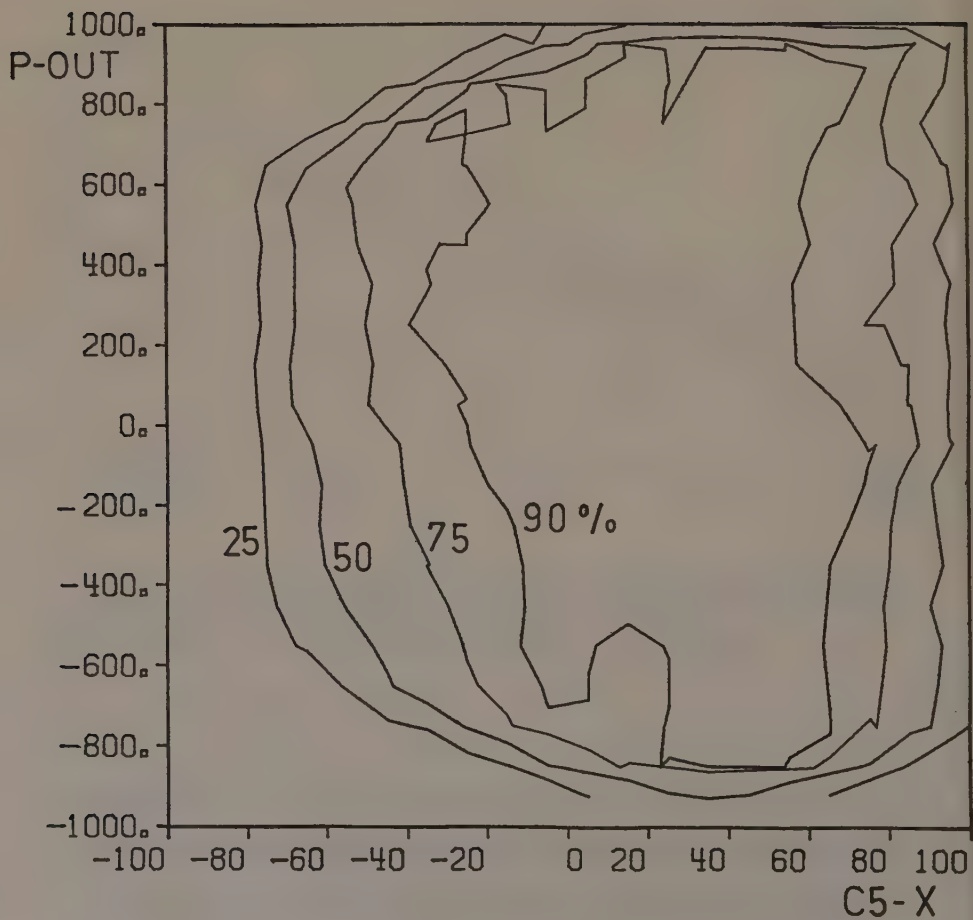


Fig.35: Höhenlinien gleicher Akzeptanz (25, 50, 75 und 90%).

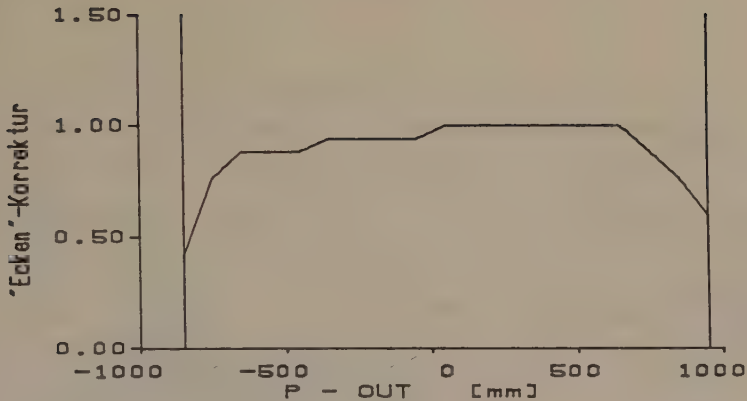


Fig.36: "Ecken"-Korrektur in Abhängigkeit vom relativen Impuls.

In der Datenanalyse wird entsprechend dem gegebenen relativen Impuls und der C5-X Koordinate des Ereignisses durch Interpolation der 16 benachbarten Korrekturfaktoren der entsprechende Akzeptanzfaktor und "Ecken"-Korrekturfaktor für dieses Ereignis ermittelt und, falls der Korrekturfaktor nicht kleiner als 0.5 ist, damit gewichtet.

Eine Reihe von Tests wurde unternommen, um sicherzustellen, daß die beschriebene Korrekturprozedur zuverlässige Resultate liefert. Fig.37 zeigt z.B. einen Vergleich von zwei Häufigkeitsverteilungen die mit und ohne die Korrektur erstellt wurden. Während das unkorrigierte Spektrum wegen der abnehmenden Akzeptanz eine breite Verteilung zeigt, erhält man im korrigierten eine angenäherte Rechteckform. Der entscheidende Test erfolgte allerdings in der Praxis, wenn Wirkungsquerschnitte von zwei oder mehr verschiedenen Spektrometererregungen, deren Meßbereiche sich überlappen, verglichen werden. Hier zeigen sich keine Abweichungen, die auf systematische Fehler in der besprochenen Korrektur zurückzuführen wären.

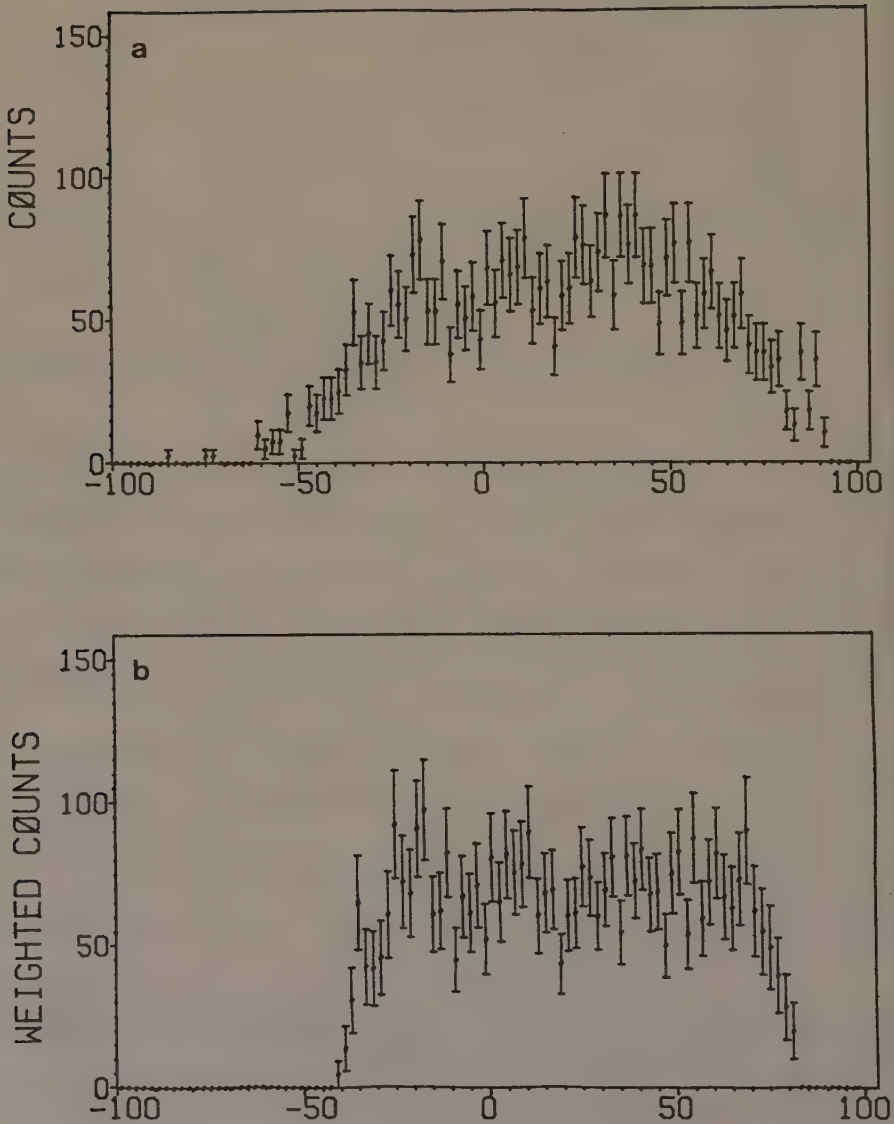


Fig.37: Vergleich einer C5-X Verteilung für einen relativen Impulsbereich von -800 bis -700.
 a) ohne Akzeptanzkorrektur
 b) mit Akzeptanzkorrektur (für Akzeptanz > 50%).

Anhang D: Protonenraumwinkelkorrektur

Zur Abschätzung des Korrekturfaktors u für die nicht nachgewiesenen Protonen wurden für jeden Pionenstreuwinkel und jede Magnetfeldeinstellung des Spektrometers die Verteilung der Protonen auf der Drahtkammer C9 registriert, abhängig vom Zustand des Restkerns wie er sich aus dem Spektrum der Missing-Mass ergab.

Dazu wurde C9 in 1cm x 1cm große Quadrate eingeteilt, und die Häufigkeitsverteilung der Protonen in diesen Elementen bestimmt. Nach Herauslassen der Elemente, die nicht voll durch die Fläche eines dE-Zählers abgedeckt waren, wurde die Verteilung durch eine 2-dimensionale Gaußfunktion der Form

$$f(X,Y) = a(1) * \exp\left(-\frac{(X-a(2))^2 + (Y-a(3))^2}{2 * a(4)}\right)$$

angenähert (unter Benutzung der Minimalsierungsroutine MINUIT <CER-76>), mit $a(1)$ bis $a(4)$ als freien Parametern und X und Y als Kammerkoordinaten der Quadrate. Das Integral über die Gaußfunktion mit den angepaßten Parametern ergibt dann eine Abschätzung der Zahl der Ereignisse die bei einer totalen Abdeckung des Raumwinkels zu erwarten gewesen wäre. Der Korrekturfaktor u ergibt sich dann zu

$$u = \frac{N_{\text{gem}}}{N_{\text{total}}} * \frac{N_{\text{Tel}}^*}{N_{\text{Tel}}}$$

mit N_{gem} = Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse

*
 N_{total} = Integral der angepaßten Gaußfunktion

N_{Tel} = Zahl der für die Anpassung benutzten Ereignisse

*
 N_{Tel} = Integral der Gaußfunktion für denselben Bereich wie für N_{Tel} .

Mit dem 2. Faktor wurde zwangsweise sichergestellt, daß die angepaßte Funktion dieselbe integrale Zählrate ergab, wie Ereignisse in dem für die Anpassung benutzten Bereich waren.

Die Wahl einer Gaußkurve als anzupassende Funktion ist willkürlich und entspricht im Prinzip nicht den erwarteten physikalischen Verhältnissen: beim Herausschlagen eines Protons aus der p-Schale sollte sich deren typische p-Wellenform (Doppelhöcker) auch in der Winkelverteilung der Protonen widerspiegeln. Wegen der großen Impuls- ($34\% \Delta p/p$) und Winkelakzeptanz (ca. 10°) im Spektrometer verschmiert diese Form aber derart, daß keine Strukturen mehr erkennbar sind.

Versuchshalber wurden eine Reihe von anderen Funktionen (verschiedene Breiten für X und Y, zwei 2-dimensionale Gaußfunktionen, Gauß mit Untergrund, Polynom) für die Anpassung ausprobiert, sie lieferten aber alle ähnliche Korrekturfaktoren, nur war die Konvergenz wegen der größeren Anzahl der freien Parameter schlechter. Nicht so für eine Funktion in Form einer Lorentzschen Glockenkurve, die etwa eine gleich gute Anpassung, aber einen um ca. 20% kleineren Korrekturfaktor ergab. Ein Vergleich der gemessenen und durch die Anpassung vorhergesagten Ereignisse für extreme

Protonenstreuwinkel ("Flügel"-Messungen) - die nicht in der Anpassung enthalten waren - zeigte jedoch, daß hier die Lorenzkurve viel zu hohe Zählraten prognostizierte.

Da auch in anderen vergleichbaren Arbeiten <Pia-82> eine Gaußfunktion zur Anpassung benutzt wurde, wurde auch hier die Gaußsche Verteilung als die praktikabelste Form gewählt. Wegen der aber doch noch relativ großen Unsicherheit wurde jeder Korrekturfaktor mit einem systematischen Fehler von $\pm 10\%$ seiner Größe versehen.

Typische Werte für die Korrekturfaktoren lagen bei 0.75, d.h. $3/4$ aller herausgeschlagenen Protonen wurden mit dem Proton-Arm unter dem Winkel der freien πp -Streuung nachgewiesen. Kleinere Korrekturfaktoren (=größere Korrekturen) ergaben sich speziell für π^- -Daten unter 35° und 60° Pionenstreuwinkel die eine bis zu 50% größere Breite der Verteilung zur Anpassung erforderten. Nicht so dramatisch waren die Unterschiede für verschiedene Anregungsbereiche im Restkern: Der Bereich hoher Anregungsenergien ("s"-Bereich in Fig. 7) zeigte eine etwas breitere Verteilung im Vergleich zur Anpassung für die p-Zustände. Speziell hier wird die Form der gewählten Anpassung problematisch, da dieser Bereich nur zum Teil von Protonen der direkten "knock-out"-Reaktion bevölkert wird. Der Rest kommt von Protonen aus komplexeren Reaktionen (z.B. 2-Nukleonen-knock-out), in denen die Korrelation zum freien Protonenstreuwinkel nicht mehr oder nicht mehr so stark gegeben ist.

REFERENZEN

- Abd-79 I.Abdul-Jalil, D.F.Jackson, Journal of Physics G5, 1699 (1979)
- Alb-78 J.P.Albanese et.al., Phys. Lett. 73B, 119 (1978)
- Alb-79 J.P.Albanese et.al., Nucl. Instr. and Methods 158, 363 (1979)
- Alb-80 J.P.Albanese et.al., Nucl. Physics A350, 301 (1980)
- Ash-81 D.Ashery et.al., Phys. Review C23, 2173 (1981)
- Aue-62 E.H.Auerbach, Brookhaven National Laboratory, preprint (1962)
- Bal-78 R.Balsiger et.al., Nucl. Instr. and Methods 157, 247 (1978)
- Cec-79 R.A.Cecil et.al., Nucl. Instr. and Methods 161, 439 (1979)
- CER-76 MINUIT, CERN Computer Centre, D516 (1976)
- Eis-76 R.A.Eisenstein and F.Tabakin, Comp. Phys. Comm. 12, 237 (1976); Erratum 13, 141 (1977)
- Gou-75 F.S.Goulding and B.G.Harvey, Identification of Nuclear Particles, Ann. Rev. of Mod. Phy. (1975)
- Her-70 D.J.Herndon et.al., CERN Theoretical Fit, UCRL-20030 (1970)
- Hir-83 M.Hirata, F.Lenz, M.Thies, S.I.N. preprint PR-82-19
- Ing-82 C.H.Q.Ingram, Nucl. Physics A374, 319c (1982)
- Ing-83 C.H.Q.Ingram et.al., Phys. Rev. C27, 1578 (1983)
- Jac-66 G.Jacob and T.A.J.Maris, Rev. Mod. Physics 38, 121 (1966); Rev. Mod. Physics 45, 6 (1973)
- Kyl-83 G.Kyle, private Mitteilung
- Len-82 M.Hirata et.al., Ann. of Phys. 108, 116 (1977); M.Hirata et.al., Ann. of Phys. 120, 205 (1979);

- Y.Horikawa et.al., Nucl. Physics A345, 386 (1980);
 F.Lenz et.al., Ann. of Phys. 140, 266 (1982)
- Len-83 F.Lenz, private Mitteilung
- Lev-81 E.Levin and J.M.Eisenberg, Nucl. Phys. A355, 277 (1981)
- Mad-78 R.Madey et.al., Nucl. Instr. and Methods, 151, 445 (1978)
- Mea-69 D.F.Measday and C.Richard-Serre, CERN 69-17 (1969)
- Mis-80 R.E.Mischke et.al., Phys. Rev. Lett. 44, 1197 (1980)
- Mon-81 E.Moniz, Nucl. Phys. A354, 535 (1981)
- Mou-79 J.Mougey, Lecture Notes in Physics 108, 124 (1979), Springer-Verlag; J.Mougey, Nucl. Phys. A358, 293c (1981)
- Pia-82 E.Piasetzky et.al., Phys. Rev. C25, 2687 (1982)
- Pog-75 R.Poglio et.al., Proc. of. 2nd Ispra Nucl. Electr. Symp. (1975)
- Ree-82 L.Rees et.al., Phys. Rev. C26, 1580 (1982)
- Ric-67 C.Richard-Serre, CERN Report 67-5, (1967)
- Roo-83 P.G.Roos, private Mitteilung; die theoretischen Werte sind vorläufiger Art - gezeichnete Kurven wurden von Hand an ca. 7 Datenpunkten der Rechnung im interessierenden Bereich angepaßt; siehe auch <Ree-82>
- Ste-80 M.M.Sternheim and R.R.Silbar, Phys. Rev. C21, 1974 (1980)
- Swe-78 L.W.Swenson et.al., Phys. Rev. Lett. 40, 10 (1978)
- Thi-82 M.Thies, Nucl. Phys. A382, 434 (1982)
- Tyr-66 H.Tyren et.al., Nucl. Phys. 79, 321 (1966)
- Wal-79 J.B.Walter and G.A.Rebka, Jr., Los Alamos Report LA-7731-MS (1979); J.R.Carter et.al., Nucl. Phys. B58, 378 (1973)

Zic-80 J.Zichy, Dissertation ETH-Zürich Nr. 6612 (1980)

Zio-79 H.J.Ziock et.al., Phys. Rev. Lett. 43, 1919 (1979)

Zio-81 H.J.Ziock et.al., Phys. Rev. C24, 2674 (1981)

DANKSAGUNG

Mein Dank gilt Herrn Priv. Doz. F. Vogler für seine zahlreichen Anregungen, die stete Betreuung und die vielfachen Diskussionen, sowie Prof. A. Hofmann und den Mitgliedern seiner Forschungsgruppe am Physikalischen Institut in Erlangen für zahlreiche Hilfestellungen bei der Durchführung der vorliegenden Arbeit.

Dem Schweizerischen Institut für Nuklearforschung sei gedankt für die Möglichkeit zur Durchführung der Experimente und der Gruppe um C.H.Q. Ingram für ihre tatkräftige Mithilfe und die mir stets zuteil gewordene Unterstützung in allen Punkten des Experiments.

Mein Dank gilt auch dem Bundesministerium für Forschung und Technologie für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit.

LEBENS LAUF

Name: Rainer Friedrich Georg Stamminger
Geb.: 20. Oktober 1953 in Vilseck
Stand: verheiratet mit Regine Stamminger, geb. Melzer
Eltern: Vater: Fritz Stamminger, Beamter
Mutter: Hildegard Stamminger, geb. Klug

Schulischer und beruflicher Werdegang:

1960 - 1964 Volksschule Neukirchen b. S/R
1964 - 1973 Gymnasium Sulzbach-Rosenberg
1973 - 1980 Physik-Studium an der Friedrich-Alexander-
Universität Erlangen-Nürnberg
Diplom: 16. Mai 1980
seit 1980 Wiss. Angestellter am Physikalischen Institut
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-
Nürnberg

